PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1909. Redaktionsschluß für No. 5 am 22. Februar 1909. 10. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

A. Daunderer, Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung. S. 113.

K. Bergwitz, Über ein durch elektrostatische Kräfte betriebenes Relais. S. 118.

J. Hartmann, Normallinien aus dem Bogenspektrum des Eisens im definitiven Rowlandschen System. S. 121.

A. Dufour, Normale und anormale Veränderungen gewisser Banden in den Emissionsspektren der Moleküle verschiedener Körper in gasförmigem Zustande unter dem Einfluß eines Magnetfeldes. S. 124.

F. Cohen, Zur kinetischen Gastheorie. S. 138.

R. v. Mises, Zur Theorie der Kreiselräder. S. 140.

Besprechungen:

A. Miethe, Dreifarbenphotographie nach der Natur. S. 144.

F. Stolze, Photographisches Lexikon. S. 144.

J. M. Eder, Rezepte und Tabellen für Photographie und Reproduktionstechnik. S. 144.

C. v. Zamboni, Anleitung zur Positiv- und Negativ-Retouche. S. 144.

Tagesereignisse. S. 144.

Personalien. S. 144.

Gesuche. S. 144.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die in den unteren Schichten der Atmosphäre vorhandene freie elektrische Raumladung [1]).

Von A. Daunderer.

Wie schon in dieser Zeitschrift berichtet [2]), habe ich umfangreichere Messungen des Potentialgefälles und der freien Raumdichte mittels Flammenkollektoren, sowie Ionenzählungen und Messungen von Ionengeschwindigkeiten mittels Ebertschen Ionenzählern in Bad Aibling (480 m Meereshöhe) vorgenommen, deren Ergebnisse in der oben genannten Dissertation ausführlich niedergelegt sind.

Im folgenden soll bloß auf die wesentlichsten Punkte dieser Arbeit hingewiesen werden, auch unter Weglassung des Tabellen- und Kurvenmaterials.

Bei den Potentialgefällmessungen war stets die im Vorberichte [2]) angegebene, von mir für Bodenmessungen verwendete Anordnung der Flammenkollektoren benutzt worden, nachdem sich von Anfang an herausgestellt hatte, daß Messungen mit Kollektoren verschiedener Höhe wegen der raschen Abnahme des Gefälles mit der Höhe nicht reduzierbar sind, und daß durch Messung der Differenzen von Potentialen gleichgebauter Kollektoren gegeneinander, nicht aber von Differenzen von Kollektoren gegen die Erde sichere Ergebnisse erzielt werden können.

Besonders notwendig ist diese Differenzenablesung, um die durch Verlagerung der wirksamen Flammenstellen entstehenden Fehler auszuschalten; bei Ermittelung der Raumdichte nach der Formel:

$$\varrho = -\frac{1}{4\pi}\frac{d^2V}{dh^2} = \frac{1}{6\pi}\left(V_1 - \frac{1}{2}V_2\right),$$

wo V_n die Potentialdifferenz von Lampen L_n und L_o bedeutet, deren oberer Rand n bzw. o Meter über dem Boden steht.

Zu den Ionenzählungen, die meist gleichzeitig und am selben Orte wie die Gefällemessungen erfolgten, standen drei Ebertsche Ionenzähler zur Verfügung, die folgende Konstanten hatten:

	A	L	K
Kapazität C	21,5 cm	18,27 cm	8 cm
Laufdauer	600 sec	720 sec	494 sec
Fördermenge pro sec	1500 ccm	1498 ccm	1316 ccm.

Ein Vergleich der drei Apparate, gleichzeitig mit Ladung gleichen Zeichens laufend, ergab, daß A und L annähernd gleiche E_+ und E_- liefern, während K kleinere E_+, besonders aber kleinere E_- ergab.

Die Größe der Abweichungen ist zu ersehen aus den Gleichungen:

$$\text{für positive Mengen:} \quad \frac{E_{A,L}}{E_K} = \frac{1{,}17}{1},$$

$$\text{für negative Mengen:} \quad \frac{E_{A,L}}{E_K} = \frac{1{,}75}{1}.$$

Die Folge davon ist, daß auch $\rho' = \frac{\Sigma E_+}{\Sigma E_-}$ im Apparat K weit größere Werte ergab, als in den beiden anderen Apparaten.

Es ist sicher anzunehmen, daß der zu kurze Apparat K eine Anzahl von Ionen, besonders negative, durchläßt, ohne sie abzufangen, wie es in den beiden anderen Apparaten geschieht.

Dies kann nur in der nicht homogenen Geschwindigkeit der Ionen begründet sein.

Die Grenzgeschwindigkeit der Ionen, die im Aspirator eben noch ganz aufgefangen werden, ergibt sich aus:

$$u = \frac{F}{4\pi C V'}$$

wo F die sekundliche Fördermenge, C die

1) Auszug aus der gleichnamigen Dissertation, Technische Hochschule München, 1908.

2) Diese Zeitschr. **8**, 281, 1907.

Kapazität und V die Kondensatorspannung ist, für die drei Apparate zu:

$$\left.\begin{aligned} u_A &= 0{,}050 + 0{,}07 \\ u_L &= 0{,}061 + 0{,}011 \\ u_K &= 0{,}134 + 0{,}027 \end{aligned}\right\} \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{V}{\text{cm}}.$$

Die Ionen normaler Geschwindigkeit,

$$u = 1 \frac{\text{cm}^2}{V \cdot \text{sec}} \text{ zirca},$$

werden somit alle von jedem der drei Apparate gemessen.

Die von Langevin[1]) nachgewiesenen zahlreichen molisierten Ionen von etwa

$$u' = \frac{1}{3000} \frac{\text{cm}^2}{V \cdot \text{sec}} \text{ mittlerer Geschwindigkeit}$$

können trotz ihrer Menge wegen der geringen Beweglichkeit nur in sehr geringem Maße zum Werte E beitragen und deshalb auch für die abweichenden Werte im zu kurzen Apparate K nur wenig in Frage kommen.

Es bleibt also nur übrig, den im allgemeinen nicht zahlreichen Ionen von Geschwindigkeiten zwischen u und u' die Verschiedenheit der in Ionenzählern verschiedener Kapazität (Rohrlänge) gemessenen Werte E im wesentlichen zuzuschreiben.

Eine Folgerung aus diesem Vergleiche von Ionenzählern ist, daß Messungen mit Ionenzählern nur dann vergleichbar sind, wenn diese in ihren Konstanten übereinstimmen, wie auch zu den aus meinen Messungen berechneten Tabellen nur die ziemlich übereinstimmenden Messungen mit den Zählern A und L verwendet wurden, nicht aber die abweichenden, mit Apparat K erhaltenen Werte.

Gleichzeitig mit den Messungen fanden zahlreiche Aufnahmen meteorologischer Daten statt. Insbesondere war neben Registrierapparaten ein Augustpsychrometer auf dem Rasen in ganz schmalem Schatten aufgestellt, um den Einfluß der Temperatur der dem Boden unmittelbar anliegenden Luftschicht auf die luftelektrischen Größen möglichst rein zu erhalten. Die Sichtigkeit der Luft war nach einer auf örtliche Merkmale gestützten Skala geschätzt, die von Sichtigkeit Null bis zu Föhnklarheit (10) stieg.

Die Messungen ergaben in erster Linie die Notwendigkeit, für alle elektrischen Größen die schon für einige dieser Größen feststehende Scheidung in Sommer- und Winterwerte durchzuführen.

Das Potentialgefälle war im Sommer weit kleiner als im Winter (im Sommer $V_1 = 132$ [1942 Messungen], im Winter $V_1 = 194$ Volt [1255 Messungen], mit steilem Abfall im Frühjahr und Anstieg zu Winteranfang. Im täglichen Verlaufe zeigt V im Sommer weit größere Amplitude als im Winter, die Maxima und Minima aber liegen ähnlich, wenn auch etwas verschoben. Die freie Raumdichte ϱ hat im Sommer hohe positive, im allgemeinen gleichbleibende Werte, im Winter ist ϱ überwiegend stark negativ.

Die im Ionenzähler gemessenen Elektrizitätsmengen E_+ und E_- haben im Sommer im einzelnen und besonders im Mittel größere Werte als im Winter, wobei man freilich von den Föhnwerten abzusehen hat.

Sommer: $E_+ = 0{,}508$ (245) $E_- = 0{,}405$ (239).
Winter: $E_+ = 0{,}476$ (377) $E_- = 0{,}401$ (373).

Die Differenz Q der E, also der positive Überschuß der Ionen von normaler Geschwindigkeit, zeigt im Sommer höhere Werte als im Winter, wo er zudem öfters auch schwach negativ wird.

Besonders hat aber ρ, der Quotient der E, im Sommer fast stets beträchtliche Höhe, im Winter hingegen, bei gefrorenem Boden (und im Sommer bei feuchtem Boden) hat ρ' Werte, die ziemlich an den Quotienten der Geschwindigkeiten der normalen Ionen $r = \frac{u_+}{u_-}$ heranreichen

$$\left(\rho = \frac{1}{n}\sum \frac{E_+}{E_-};\quad \rho' = \frac{\Sigma E_+}{\Sigma E_-}\right).$$

Sommer: $Q = 0{,}116 \frac{\varepsilon}{\text{m}^3}$ (253), $\rho = 1{,}57$ $\rho' = 1{,}25$
Winter: $Q = 0{,}069$ (464), $\rho = 1{,}37$ $\rho' = 1{,}19$.

Im Sommer wirken sonach wenigstens zum Teil andere Faktoren bei Unterhaltung des luftelektrischen Feldes als im Winter, oder die wirksamen Faktoren können sich erst im Sommer voll entfalten.

Diese Faktoren können natürlich nur in den Eigentümlichkeiten und Ursachen der Witterungscharaktere gesucht werden, also zunächst in der Sonnenintensität und Bodenwärme, sowie den davon abhängigen meteorologischen Faktoren.

Der Umstand, daß im Sommer dann, wenn der Boden taufrisch oder feucht war, sich die Meßwerte mehr dem Wintertypus näherten, daß weiter im Winter gerade gefrorener oder nasser Boden ihnen den ausgesprochen winterlichen Charakter gab, führt zunächst auf die von Ebert[1]) aufgestellte Theorie der Bodenatmung.

Daß diese ein nicht zu unterschätzender Faktor in der Gestaltung der luftelektrischen Verhältnisse ist, folgt sichtlich aus der Art, wie die Sonnenintensität auf die Meßwerte einwirkt.

Zunächst weist der tägliche und der jährliche Verlauf sämtlicher luftelektrischer Größen, nicht etwa nur des Potentialgefälles auf die

1) Langevin, Compt. Rend. **140**, 234, 1905.

1) H. Ebert, Diese Zeitschr. **5**, 135, 499, 1904; **6**, 825, 828, 1905; Met. Z. **21**, 201, 1904.

Sonnenintensität und Bodenwärme, und damit die Bodenatmung und vertikal aufwärts gerichtete Konvektion als wesentliche Ursachen hin.

Auch der in meinen Arbeiten zutage tretende Einfluß der Bewölkung (Sonnenschein—Sonnenbedeckung) läßt nur durch diese Faktoren eine befriedigende Erklärung zu.

Auch die aufs deutlichste im Sommer, nicht im Winter, in den Dichtewerten ϱ und Q und damit den Gesamtionenmengen $\mathcal{E}$ und den Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit sich äußernde Luftdruckwirkung kann nur auf Rechnung der Bodenatmung gesetzt werden.

Es stellte sich bei meinen Messungen in der Regel ein positiver Überschuß Q der Ionen normaler Geschwindigkeit heraus (im Mittel $Q = 0{,}09 \frac{\varepsilon}{m^3}$ aus 803 Messungen).

Dieser Überschuß Q läßt sich im Winter, abgesehen von den Werten bei Bergwind, ganz gut durch die selektive Adsorption infolge der größeren Geschwindigkeit der negativen Ionen erklären[1]), nicht aber im Sommer, wo der Quotient $\frac{}{}$ der Ionen normaler Geschwindigkeit weit größer ist als der Geschwindigkeitsquotient r.

Im Sommer reicht also der Zerfall der in der Atmosphäre vorhandenen Emanation nicht aus, um den positiven Überschuß der Ionen normaler Geschwindigkeit zu schaffen. Es ist vielmehr der Eintritt eines Überschusses positiver Ionen normaler Geschwindigkeit, naturgemäß durch Bodenatmung, wie die näheren Umstände darlegen, als notwendig anzunehmen.

Die Potentialgefällemessungen ergaben nun aber eine die Werte von Q noch weit überschreitende Raumdichte ϱ.

Im Sommer: $\varrho = +0{,}600 \frac{\varepsilon}{m^3}$ (aus 2041 Messungen).

Im Winter: $\varrho = -0{,}475 \frac{\varepsilon}{m^3}$ (aus 940 Messungen).

Dabei zeigen die Werte ϱ und Q (und auch die E) in allen Beziehungen, im täglichen und jährlichen Verlaufe und nach den meteorologischen Faktoren, einen ganz ihrem Wesen entsprechenden Gang, so daß die nach ganz verschiedenen Methoden gewonnenen Werte ϱ und Q sicher Realität besitzen und nicht durch irgendwelche Einflüsse vorgetäuscht sind.

Der stark abgeschwächte Gang der Q (und E) gegenüber dem pointierten Verlaufe der ϱ zeigt aber auch, daß nicht etwa Q das die Größe ϱ bestimmende Element ist, daß also nicht die gesamte Raumdichte ϱ durch den Überschuß Q der Ionen E normaler Geschwindigkeit, wohl auch nicht durch die Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit allein hervorgebracht wird.

1) K. Kurz, Diss. Gießen 1907.

Es ist vielmehr als sicher anzunehmen, daß auch eine bedeutende Menge molisierter Ionen mit starkem positivem Überschusse neben solchen normaler Geschwindigkeit und neben Emanation aus dem Boden direkt in die Atmosphäre hereingebracht werden und daß nur ein Teil der in der Luft befindlichen molisierten Ionen dort durch Adsorption aus in der Luft zerfallender Emanation erzeugt ist.

Die luftelektrische Untersuchung muß in der Folge das Hauptgewicht auf die Gesamtheit $\mathcal{E}$ von Ionen legen, ob sie molisiert sind oder nicht; die Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit haben sekundäre Bedeutung.

Aus der Überlegung, daß die negativen Ionen annähernd in gleichem Grade wie die positiven an der Molisierung durch Adsorption beteiligt sind, ergibt sich durch Rechnung, daß die Gesamtmengen $\mathcal{E}$ von Ionen in den untersten Luftschichten mindestens sechsmal so groß sind als die Mengen E der Ionen normaler Geschwindigkeit.

Nimmt man weiter an, in den Gleichungen

$$\mathcal{E}_+ = k E_+ \qquad \mathcal{E}_- = k' E_-$$

seien die k, k' den mittleren normalen Ionengeschwindigkeiten ($\overset{+}{u} = 0{,}938$, $\overset{-}{u} = 1{,}057$ nach meinen Messungen) proportional, so ergibt sich

$$\left(r = \frac{\overset{-}{u}}{\overset{+}{u}} = 1{,}13 \text{ und } E_+ = 0{,}500 \frac{\varepsilon}{m^3},\ E_- = 0{,}400 \frac{\varepsilon}{m^3} \right.$$

gesetzt, wie es annähernd aus meinen Messungen folgt)

$$\mathcal{E}_+ = 12 \cdot E_+ \quad \mathcal{E}_- = 13{,}5 \cdot E_-,$$

somit für normale Zeiten eine gesamte Elektrizitätsmenge $\mathcal{E}_+ = 6 \frac{\varepsilon}{m^3}$ $\mathcal{E}_- = 5{,}4 \frac{\varepsilon}{m^3}$.

Größeres r ergibt größere $\mathcal{E}$, für $r = 1{,}20$ erhielte man $\mathcal{E}_+ = 15 \frac{\varepsilon}{m^3}$ $\mathcal{E}_- = 14{,}4 \frac{\varepsilon}{m^3}$, also etwa die 30—36fache Menge der Ionen normaler Geschwindigkeit, welche Werte an die von Langevin[1]) auf anderem Wege ermittelte Zahl molisierter Ionen (50facher Betrag) heranreichen.

Es sind sonach am Beobachtungsorte im Kubikkilometer der 1 m dicken, auf dem Boden aufliegenden Luftschicht mindestens die Elektrizitätsmengen

$\mathcal{E}_+ = 2$ Coulomb, $\mathcal{E}_- = 1{,}8$ Coulomb,

bei normaler Wetterlage zu finden, welche Werte sich bei besonderer Wetterlage, z. B. vor Gewittern oder bei großer Insolation, bedeutend steigern.

Die im Winter regelmäßig auftretenden nega-

1) Langevin, Compt. Rend. **140**, 232, 1905.

tiven ϱ lassen eine genügende Erklärung durch in höheren Schichten schwebenden positiven Überschuß (Nebel und Eisstaub) zu, sind also als Störung des normalen Gefälles aufzufassen. Bestimmend für diese Anschauung sind auch die Messungen, bei denen Nebellamellen mit stark positiver Ladung sich abwechselnd hoben und senkten; jede Hebung brachte stark negative ϱ, die Senkung wieder positive ϱ.

Der jährliche Verlauf des Potentialgefälles V zeigt ausgesprochenen Gegensatz zur Temperatur mit Maximum im kalten Februar, während das Minimum sich mit dem Maximum der Bodenwärme deckt, aber dem Temperaturmaximum vorauseilt. Die Gesamtdichte ϱ folgt im jährlichen Verlaufe sehr gut der Temperatur, nicht aber der Feuchtigkeit. Der positive Überschuß Q der Ionen normaler Geschwindigkeit zeigt im allgemeinen gleichen jährlichen Gang mit ϱ und damit der Temperatur, jedoch scheint hier auch die Feuchtigkeit direkten Einfluß zu haben. Die Q und die Quotienten p sind bei hohen Temperaturen (im Sommer) hoch, im Winter niedrig. Die E zeigen im jährlichen Verlaufe wenig Zusammenhang mit der Temperatur, sind wohl von anderen Faktoren, speziell der Feuchtigkeit, wesentlich beeinflußt.

Im täglichen Verlaufe des Potentialgefälles V fällt die starke Amplitude des Sommers gegenüber der des Winters auf, weiter das starke Sinken im Vormittage und Nachmittage, verbunden mit steilem Anstieg von 12^h-2^h p. Die beiden Dichtewerte ϱ und Q machen im täglichen Verlaufe ganz dieselben Schwankungen, nur sind die Schwankungen der Q sehr abgeschwächt gegenüber jenen der ϱ. Auch der tägliche Gang beider E zeigt viele Übereinstimmung mit dem Gange der ϱ. Der ganze Gang der Elemente läßt, wie schon oben bemerkt, die wesentliche Ursache: Insolation und Bodenwärme, also kurzweg Bodenatmung und Vertikalkonvektion nicht verkennen, wobei Feuchtigkeit und Lufttrübung als störende Faktoren tätig sind.

Ein direkter Einfluß der Insolation ist insofern gegeben, als das Hervortreten der Sonne nach längerer Bedeckung durch Wolken eine starke Steigerung des Wertes von ϱ hervorbringt, womit meistens ein Ansteigen der V Hand in Hand geht. Dieses Ansteigen trat übrigens nicht ein, solange noch Tau lag. Jeder Wechsel von Beschattung und Sonnenschein, auch Wechsel in der Intensität der Strahlung nahm sichtlichen Einfluß auf den Gang der ϱ und V. Der gleiche Einfluß zeigte sich bei Zusammenstellung der Werte nach Bewölkungsgraden. Für zunehmende Bewölkungsgrade zeigte sich deutliche Abnahme der Gesamtdichte ϱ, weniger deutlich auch Abnahme der V. Daß das wesentlich auf Sonnenwirkung zurückzuführen ist, zeigt eine andere Gruppierung der Werte. Werden bei den Bedeckungen 5—10 die bei Sonnenschein erhaltenen Werte weggelassen, so erhält man noch weit kleinere Werte ϱ als vorher, ebenso erhält man für die geringen Bewölkungsgrade größere ϱ, wenn man die bei Sonnenbedeckung gemessenen Werte wegläßt.

Ebenso erhält man bei geringer Bewölkung (0—4) größere E_+ und E_- als bei stärkerer Bewölkung (5—10), jedoch im Sommer auch kleinere Q und p, im Winter sind auch die Q und p bei geringer Bewölkung größer als bei starker Bewölkung. Dieses Verhalten der E, Q, p des Winters tritt noch deutlicher hervor bei Weglassung der durch Südwind (Bergwind) gestörten Beobachtungen.

Während Potentialgefälle V und Raumdichte ϱ im jährlichen Verlaufe sich deutlich mit der Temperatur ändern, zeigt sich V bei Anordnung nach Temperaturgraden ziemlich konstant (bei den höheren Temperaturen), während ϱ der absoluten Größe nach fast regellos ist, aber die Schwankungen der V ganz genau mitmacht.

Die Anordnung nach steigender, konstanter und fallender Temperatur hingegen gibt starke Steigerung von ϱ mit der Temperatur, sofern nicht Tau lag, wie sich an den einzelnen Meßtagen und auch in Gesamtmitteln verfolgen ließ. Alle diese Phänomene weisen darauf hin, daß nicht die Temperatur an sich, sondern die Bodenatmung, Bodenwärme und Vertikalkonvektion die Ursache dieser Ionisation sind.

Im Gesamtmittel sind hierbei die ϱ bei steigender Temperatur doch noch viel höher als bei fallender, trotzdem bei fallender Temperatur sinkende Dunstschichten öfters, besonders abends, große ϱ brachten, und Temperatursenkungen nach starken Steigungen öfters noch wegen Nachwirkung der Bodenwärme ein Ansteigen der ϱ zeigten.

Daß die Kurve für ϱ nach Temperaturgraden die gleichen Nasen zeigt wie die für V, ist ein Hinweis darauf, daß V wesentlich von ϱ, der Gesamt-Ionenmenge, abhängt, weniger aber von der in den E und Q zum Ausdruck kommenden Ionengeschwindigkeit.

Auch die Größen E, Q, p zeigen bei steigenden Temperaturen höhere Werte als bei konstanten oder gar sinkenden Temperaturen. Die E, im Winter auch die Q und p, zeigen aber auch bei höheren Temperaturen an sich höhere Werte als bei niedrigen Temperaturen; besonders bei den niedrigen Temperaturen des Winters (unter 0^0) sind die E sehr klein, die p zeigen dann Werte, die nahezu r, dem Geschwindigkeitsquotienten, gleich sind.

Die Zunahme der Feuchtigkeit bringt ein nicht gut ausgesprochenes Wachstum des Potentialgefälles V, die Gesamtdichte ϱ hat zwar für höhere Feuchtigkeiten höhere Werte, jedoch

ist diese Zunahme zu unregelmäßig, als daß von einem Zusammenhang gesprochen werden könnte.

Die E nehmen mit wachsender Feuchtigkeit im Sommer und Winter ab, ebenso die Q und p bei den höheren Feuchtigkeitsgraden, während sie bei den niederen Feuchtigkeitsgraden mit diesen zunehmen.

Mit dem Wasserdampfgehalte der Luft nehmen die V im Sommer eher zu als ab, während von den ϱ sich nichts aussagen läßt; im Winter nehmen die V ab, doch kann auch hierdurch die Exnersche Formel nicht wesentlich gestützt werden.

Die E_+ steigen etwas mit dem Wasserdampfgehalte, die E_- bleiben ziemlich konstant, im Sommer und auch im Winter.

Die Windrichtung hat im Sommer keinen sichtlichen Einfluß auf die V und ϱ, wohl aber im Winter, wo Nordwind sehr große V, Südwind (Bergwind) sehr kleine V gab, während Westwind im ganzen positive, Ostwind überwiegend negative ϱ brachte.

Die E_+ waren im Sommer, die E_+ und E_- im Winter bei Südwind auffallend groß, bei Nordwind auffallend klein, so daß Südwind auch große Q und p, Nordwind aber kleine lieferte.

Besonders abweichend waren die bei Föhn erhaltenen Werte: Die E_+, E_-, Q, p waren auffallend groß, die E betrugen 1—3 absolute elektrostatische Einheiten.

Im Mittel war:

$$E_+ = 1{,}247 \quad (28)$$
$$E_- = 0{,}945 \quad (21)$$
$$Q = 0{,}301 \quad (29)$$
$$p = 1{,}44 \quad (29).$$

Ihnen standen kleinere V als sonst gegenüber.

Die Föhnluft bringt sonach große Mengen E von Ionen normaler Geschwindigkeit aus den höheren Schichten herab, wie das Gockel in geringerem Grade schon für jede antizyklonale Luftbewegung in Anspruch genommen hat. Über die Gesamt-Ionisation $\mathcal{E}$ ist hiermit aber noch nichts ausgesagt.

Die Luftdruckänderung wirkt im Sommer sehr scharf auf Potentialgefälle V und Gesamtdichte ϱ, insofern Sinken oder Schwanken des Luftdrucks die V und die ϱ gegenüber konstantem Luftdruck stark steigert, Zunahme des Luftdrucks die V und ϱ stark herabdrückt. Im Winter tritt derartiges nicht zutage.

Ebenso wie die ϱ verhalten sich dem Luftdrucke gegenüber auch die Ionenmengen E, sowie die Q und p.

Vor dem Ausbruche von Gewittern ist das Potentialgefälle V sehr unbeständig, während die Gesamtdichte ϱ kürzere oder längere Zeit vor Gewittern hohe Werte hat. An Ionen normaler Geschwindigkeit zeigt sich ein bedeutender positiver Überschuß in den Größen Q und p, veranlaßt durch hohe E_+ und niedere E_-.

Besonders bei starker Sonnentätigkeit und Schwüle in den Vormittagsstunden auftretende große Q und besonders ϱ hatten im Laufe des Tages Gewitter im Gefolge. Sie verraten das Gewitter, bevor sich Kumulusbildung und Luftdruckdepression einstellen.

Räumlich sehr entfernte Gewitter beeinflussen die V und ϱ sehr stark. Sie führen zu enorm hohen Werten von V, die sich bei jedem Blitze ruckweise steigern; die ϱ sind dabei sehr unregelmäßig.

Die Anordnung nach Sichtigkeit der Luft zeigt im Sommer und Winter das stets beobachtete Ansteigen der V mit Zunahme der Trübung, aber auch die Gesamtdichte ϱ scheint im Sommer gleichzeitig zuzunehmen. Die E nehmen mit Zunahme der Trübung ab und zwar durch alle Stufen der angewandten Skala. Die bei Föhnklarheit erhaltenen Werte E, Q, p des Winters überragen die sonstigen durch besondere Größe. Der Zusammenhalt dieser, besonders der Föhnwerte EQ mit jenen der V und ϱ, zeigt Zunahme der Ionen normaler Geschwindigkeit bei gleichzeitiger Abnahme der Gesamt-Ionenmenge: die Zufuhr klarer Luft von oben mit großen E ist also mit Verdrängung trüber Luft verbunden und bringt den untersten Schichten Verminderung der Gesamt-Ionenmengen $\mathcal{E}$.

Eine größere Reihe von Geschwindigkeitsmessungen mit Ebertschen Ionenzählern und Macheschem Vorsteckkondensator brachte die Werte:

$$\overset{+}{u} = 0{,}938 \qquad \overset{-}{u} = 1{,}057 \, \frac{\text{cm}}{\text{sec}} \Big/ \frac{V}{\text{cm}}$$

und damit den Geschwindigkeitsquotienten $r = 1{,}131$. Im einzelnen, zu kleineren Gruppen zusammengefaßt, ergaben sich im Sommer Werte von $r = 1{,}18$ zirka, denen, gleichzeitig gemessen, weit größere Werte von $p = \frac{E_+}{E_-}$ gegenüberstehen; im Winter näherten sich die p dem Werte der r.

Die Leitfähigkeit ergab sich aus einer Reihe gleichzeitiger Messungen der Ionenmenge und -geschwindigkeit vermöge der Formel

$$\lambda = E_+ \overset{+}{u} + E_- \overset{-}{u}$$

zu $\lambda = 2{,}76 \cdot 10^{-4}$ absoluten elektrostatischen Einheiten.

Da sich hierbei stets $\lambda_+ > \lambda_-$ ergab, so ist dies ein weiterer Beweis für das Vorhandensein eines positiven Überschusses normaler Ionen.

Gefällemessungen und Leitfähigkeit ergaben weiter Werte für den normalerweise vertikal abwärts führenden Leitungsstrom

$$i = \lambda \frac{d\varphi}{dh} = 4{,}34 \cdot 10^{-16} \frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2}.$$

Aus meinen Werten der sommerlichen Gesamtdichte ϱ folgt aber der vertikal aufwärts führende Konvektionsstrom bei einer Luftströmung von $1\,\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ zu

$$j = 2{,}25 \cdot 10^{-16}\,\frac{\text{Amp}}{\text{cm}^2},$$

so daß also eine Luftströmung von $2\,\frac{\text{cm}}{\text{sec}}$ Vertikalkomponente am Beobachtungsorte schon hinreichend wäre, obigen Leitungsstrom zu kompensieren.

Bad Aibling, Dezember 1908.

(Eingegangen 31. Dezember 1908.)

Über ein durch elektrostatische Kräfte betriebenes Relais.

Von K. Bergwitz.

J. Rosenthal[1]) veröffentlichte vor kurzem eine Mitteilung über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken, mit Hilfe deren er die Selenzelle, deren Trägheit für manche Versuche hinderlich sein kann, zu ersetzen sucht. — Auch ich bin seit einem Jahre bemüht, Photozellen, wie sie Elster und Geitel hergestellt haben, statt der Selenzellen anzuwenden. Da nun zunächst an die Verwendung der Zellen für Lichttelegraphie und -telephonie gedacht war, so schien es mir, mit Rücksicht auf die geringen Stromstärken, die bei den schwachen auf der Empfangsstation ankommenden Lichtintensitäten zur Verfügung stehen, zweckmäßig auf große Stromstärken von vornherein zu verzichten und dafür die Empfindlichkeit der Empfangsvorrichtung zu steigern.

Ich glaube dies mit Hilfe der im folgenden beschriebenen Vorrichtung zu erreichen, die man als ein durch elektrostatische Kräfte betriebenes Relais bezeichnen kann. Hierbei wird der Vorzug ausgenutzt, den die Elster und Geitelschen Photozellen vor den Selenzellen voraushaben, nämlich das Fehlen jeder Trägheit, das übrigens Elster und Geitel[2]) selbst schon bei ihrem ersten Vorschlage, solche Zellen zu photometrischen Zwecken zu benutzen, hervorgehoben haben und später von mir[3]) unter den verschiedensten Bedingungen bestätigt ist.

Der Apparat ist in Fig. 1 schematisch dargestellt; Fig. 2 gibt seine photographische Ansicht. Er ist im wesentlichen ein Quadrant-

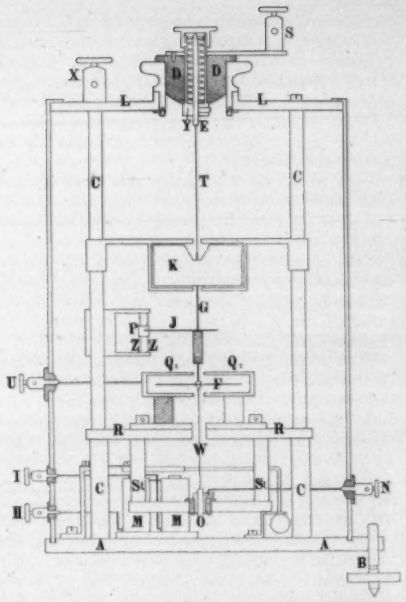


Fig. 1.

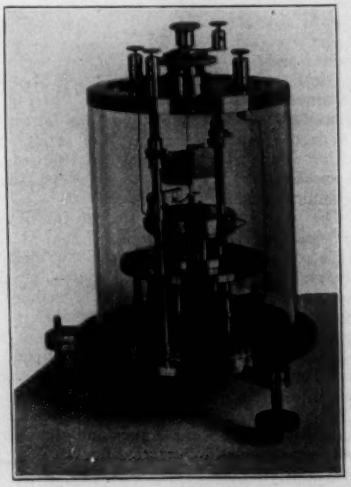


Fig. 2.

1) Diese Zeitschr. **9**, 803, 1908. J. Rosenthal, Über einige Versuche mit lichtelektrischen Gaszellen bei großen Stromstärken.

2) Wied. Ann. **48**, 1893. J. Elster und H. Geitel, Über die Vergleichung von Lichtstärken auf photoelektrischem Wege.

3) Diese Zeitschr. **8**, 373, 1907. K. Bergwitz, Versuche über lichtelektrische Ermüdung an Alkalimetallen.

elektrometer. Die auf den Füßen *BB* ruhende Grundplatte *AA* trägt zwei Messingstangen *CC*, die ebenfalls in einer Metallscheibe *LL* endigen, auf der sich der Torsionskopf *D* befindet. In diesem ist ein mit einem Gewinde versehener dickerer Draht eingeschraubt, der seinerseits an einem Kupferbunde die Aluminiumstange *G* trägt, die in *H* oberhalb des zwischen den Quadranten Q_1 und Q_2 schwebenden Flügels *F* durch ein Bernsteinstück unterbrochen ist. Mit Hilfe des Wollastondrahtes *W* ist dann der Flügel mit dem gegen die Erde isoliertem Bernsteinstück *O* verbunden. Zwei Quadranten stehen leitend mit der Erde in Verbindung, die beiden anderen sind auf Bernstein isoliert und können durch einen isolierten Draht über die Schraube *U* aufgeladen werden. Sie ruhen auf der Metallscheibe *RR*, die nach unten die beiden Säulen *St* und St_1 trägt. An der Aluminiumstange *G* befindet sich in *J* ein kleines Aluminiumärmchen, an dessen Ende ein Platinspitzchen sitzt, und *K* einem Glimmerflügel, der sich knapp zwischen zwei geschlossenen Messinghülsen drehen kann und so „das Zappeln" des Gehänges verhindert. — Der Platinspitze gegenüber befindet sich an einem Metallrahmen, der an der Stange *C* drehbar befestigt ist, ein Platinplättchen *P*, das federnd auf zwei Kupferlitzen *Z* ruht und so mit *C* in leitender Verbindung steht. — Es ist klar, daß, wenn man in *N* an den Flügel eine Spannung legt und das isolierte Quadrantenpaar richtig aufladet, der Flügel sich drehen muß und so die Platinspitze gegen das Plättchen *P* treibt.

Die Punkte *J* und *P* sind nun die Kontaktpunkte eines Stromkreises, in dem sich ein Trockenelement und ein zweiarmiges magnetisches Relais befinden. Die Stromzuführung geschieht durch die Klemmen *S* durch den Draht *T* nach *J*, von hier über *C* nach der Klemme *X*. — Um die Kupferlitze und den Wollastondraht genügend spannen zu können, ohne Gefahr zu laufen, ihn dabei abzureißen, liegt im Torsionskopf eine Feder *V*. Damit ferner Platinspitze und -platte nicht aneinander kleben können — was übrigens sehr selten geschieht —, ist im Relais noch ein Elektromagnet *M* eingebaut, der durch Anziehen eines

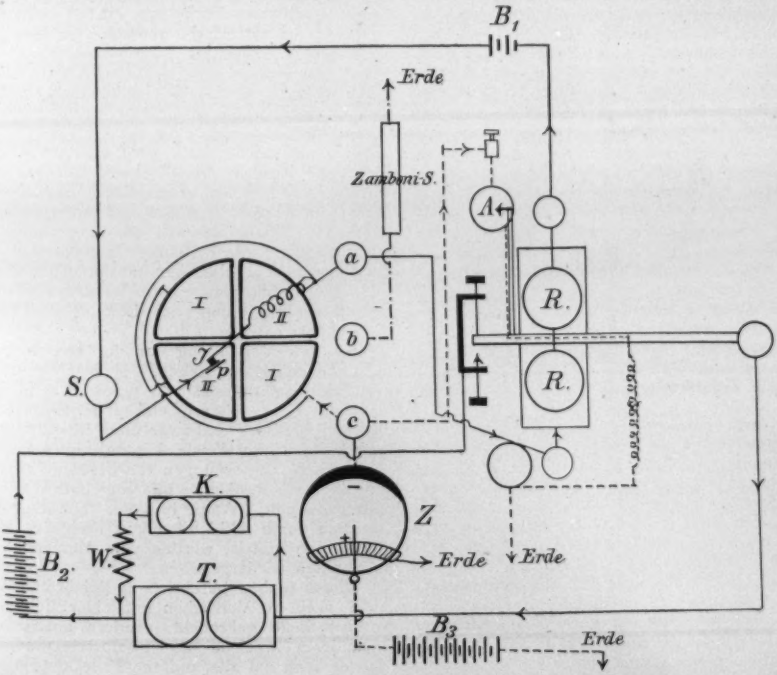


Fig. 3.

Eisenhebels in bekannter Weise die Grundplatte erschüttert. Die Stromzuführung zum Magneten geschieht durch die Klemmen I und II. — Das ganze Relais ist gegen Luftzug und Feuchtigkeit durch einen gegen die obere und untere Scheibe abgedichteten Glaszylinder geschützt. Die verschiedenen Klemmen sind nur schematisch eingezeichnet; sie liegen alle so, daß man den Zylinder ohne Mühe abheben kann. — Statt der Luftdämpfung wurde bisweilen eine magnetische Bremse benutzt, in dem sich ein Aluminiumscheibchen, das an der Stange G befestigt war, zwischen den Polen eines Bremsmagneten bewegte.

Ein Schaltungsschema zeigt die Fig. 3. In dieser bedeutet Q das Elektrometer. a, b und c stellen die Klemmen dar, die mit dem Kontakt, dem Flügel und der Alkalimetallkathode der Zelle verbunden sind, R ist das magnetische Relais, Z die Photozelle, K der Klopfer, T ein Telegraphenapparat (oder eine Glocke, Glühlampe, Telephon usw.), B_1, B_2, B_3 drei Batterien für die einzelnen Stromkreise. S ist eine Trockenhochspannungssäule von 2000 bis 3000 Volt. Der Strom im elektrostatischen Relais ist stark ausgezogen, der Strom für Klopfer und Telegraphen schwach gezeichnet, der Verbindungsdraht der Zelle mit dem Quadranten und dem magnetischen Relais punktiert. Die strichpunktierte Linie ist der Ladungsdraht des Flügels. — Fig. 4 gibt Aufschluß über den

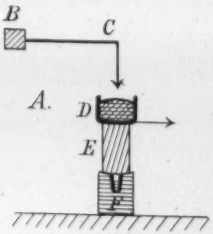


Fig. 4.

Quecksilberkontakt in A. B ist der Arm des magnetischen Relais, C ein an ihm befestigter Aluminiumdraht, D ein metallisches Quecksilbernäpfchen, an dem der Draht zum Quadranten und der Zelle angelötet ist. Derselbe ruht auf einen Bernsteinzylinder E, der sich in F leicht verstellen läßt. — Die Zelle Z ist mit dem positiven Pol einer Akkumulatorenbatterie von 200—400 Volt verbunden. Um ein Überkriechen der Spannung über die Glaszelle zu verhindern, ist die Anode mit einem geerdeten Schutzringe aus Stanniol umgeben.

Der Vorgang bei dem Zusammenarbeiten der verschiedenen Stromkreise ist nun folgender: Fällt ein schwacher Lichtschein auf die Alkalifläche der Zelle, so wird in ihr ein Strom ausgelöst. Dieser ladet das isolierte Quadrantenpaar auf. Dadurch bewegt sich der Flügel und die ihn tragende Stange. Das Ärmchen $\mathcal{F}$ schlägt gegen das Plättchen P. Infolgedessen wird das magnetische Relais ausgelöst; es schlägt gegen den unteren Kontakt und setzt Klopfer und Telegraphen in Bewegung. Zu gleicher Zeit aber ist der Erdkontakt in A erfolgt und das Quadrantenpaar ist wieder zur Erde abgeleitet. — Dieser Vorgang wiederholt sich, so oft Licht auf die Zelle fällt. Steht sie unter andauernder Belichtung, so klappert das Relais fortwährend und der Morseapparat zeichnet eine Reihe von Punkten auf.

Die Empfindlichkeit des Relais hängt, wie leicht ersichtlich, von drei Umständen ab, der — im wesentlichen durch das Potential der Lemniskate bedingten — Empfindlichkeit des elektrostatischen Systems, der an die Zelle angelegten Spannung und der Stellung des Stifts $\mathcal{F}$ zur Platte P. Die Zellenspannung ist durch die sogenannte „kritische Spannung", bei der leicht leuchtende Entladung eintritt, bedingt, während für die zuletzt genannte Stellung die günstigste gegenseitige Lage durch den Versuch gefunden und dann dauernd fixiert werden kann. — Je geringer die auslösende Lichtenergie, um so längere Zeit wird unter sonst gleichen Umständen die Aufladung der Quadranten erfordern und um so mehr wird der vom Relais gegebene Kontakt hinter dem Lichtreize zurückbleiben. Bei sehr schwachem Licht müssen daher die Zeichen unsicher und unregelmäßig ausfallen, sobald nämlich die den isolierten Quadranten in der Zeiteinheit zugeführte Elektrizitätsmenge vergleichbar mit derjenigen wird, die ihnen durch mangelhafte Isolation und die natürliche Ionisierung der Luft in derselben Zeit entzogen wird.

Um eine Vorstellung von der erreichbaren Empfindlichkeit zu geben, sei bemerkt, daß das Relais auf direktes und reflektiertes Mondlicht anspricht, ebenso auf eine Stearinkerze in 5 m Entfernung und zwar ohne irgendwelche anderen Hilfsmittel wie Linsen, Spiegel usw. Auf weitere Entfernungen (etwa 200 m) wurde eine kleine Bogenlampe mit Kugelreflektor benutzt, die mit 5 Amp. brannte. Die Signale, die man durch Abblenden und Freigeben der Lichtquelle erhielt, wurden vom Morseapparat in Punkten wiedergegeben.

Dieses soeben beschriebene Relais habe ich nicht allein zu Versuchen mit einer lichtelektrischen Zelle gebraucht, sondern auch noch zu anderen Zwecken. Es ist selbstverständlich, daß es auch auf alle anderen Fälle anwendbar ist, bei denen ein Gas aus irgendeinem Grunde

ein gewisses Leitvermögen annimmt. Die photoelektrische Zelle wird dann am einfachsten durch einen Metallzylinder ersetzt, dessen Achse aus einem gegen den Mantel isolierten Drahte gebildet ist. Letzterer wird mit dem Relais verbunden, während an den Mantel des Zylinders eine Spannung angelegt ist. Leitet man nun ein ionisiertes Gas (z. B. aus dem Erdboden entnommene Luft oder solche, die künstlich mit einer aktiven Emanation beladen ist) in den Zylinder ein, so spricht das Relais an. — Auch rein elektrostatische Kräfte, die auf einen mit dem Relais verbundenen isolierten Leiter einwirken, können so zum Zeichengeben verwandt werden. — Der Apparat ist von der Firma Günther & Tegetmeyer in Braunschweig ausgeführt. Ich bin der Firma für das liebenswürdige Entgegenkommen zu großem Danke verpflichtet.

Braunschweig, 30. Dez. 1908.

(Eingegangen 5. Januar 1909.)

Normallinien aus dem Bogenspektrum des Eisens im definitiven Rowlandschen System.

Von J. Hartmann.

Die im folgenden mitgeteilten Wellenlängen wurden aus den Endwerten der Interferometermessungen von Buisson und Fabry[1]) durch Multiplikation mit dem Faktor

$$F_c = 1{,}0000373$$

berechnet. Ich habe die von Buisson und Fabry veröffentlichten Wellenlängen mit allen bisher bekannt gewordenen Interferometermessungen, nämlich den Beobachtungsreihen von Fabry und Perot[2]), von Eversheim[3]) und von Pfund[4]), nach deren Reduktion auf ein einheitliches System genau verglichen und überall ihre große Zuverlässigkeit bestätigt gefunden. Es dürfte daher angebracht sein, von nun an diese sehr sicheren Normalen bei allen Wellenlängenbestimmungen zugrunde zu legen. In den Fällen, wo neben den Messungen von Buisson und Fabry auch noch solche der anderen Beobachter für eine Linie vorlagen, habe ich nicht das Mittel aus allen Bestimmungen genommen, da hierdurch nur die Einheitlichkeit des Systems zerstört worden wäre; die folgende Tabelle I beruht vielmehr allein auf den Zahlen von Buisson und Fabry.

Auf der im Jahre 1907 in Meudon abgehaltenen dritten Konferenz der Internationalen Vereinigung für Sonnenforschung wurde beschlossen, als Wellenlänge der roten Kadmiumlinie den von Benoit, Fabry und Perot gefundenen[1]) Wert

$$\lambda = 6438{,}4696 \cdot 10^{-10}\ m$$

anzunehmen. An diesen Wert sind auch die oben erwähnten Eisenwellenlängen von Buisson und Fabry angeschlossen. Das durch diesen Konferenzwert der Kadmiumlinie definierte Wellenlängensystem hat den einen Vorzug, daß es — soviel wir bis jetzt sagen können — mit dem absoluten Metermaß möglichst nahe übereinstimmt, dagegen den Nachteil, daß die in diesem System ausgedrückten Wellenlängen ganz erheblich (0,1 bis 0,3 A.-E.) von allen bisherigen Wellenlängenangaben abweichen. Wollte man das Konferenzsystem in die praktischen Wellenlängenmessungen einführen, so würde man dauernd zu mühseligen Umrechnungen gezwungen sein. Die Einführung des neuen Systems an Stelle des bis jetzt allgemein benutzten Rowlandschen würde nicht nur eine gänzlich nutzlose Arbeitsvergeudung, sondern auch eine dauernde Quelle von Fehlern und Mißverständnissen sein. Ich will hier noch die gleichlautende Ansicht Kaysers erwähnen, der im ersten Bande seines Handbuchs der Spektroskopie (S. XXIII) schrieb: „Selbst wenn die Grundlage des Rowlandschen Systems nicht richtig ist, — und wir wissen ja inzwischen durch die Messungen von Michelson, daß sie in der Tat unrichtig ist, — wird man das System beibehalten, da es auf absolute Werte nie ankommt, sondern nur auf relative, gerade so wie wir das Mètre des Archives als Längeneinheit beibehalten, obgleich wir wissen, daß es seiner theoretischen Definition nicht entspricht."

Glücklicherweise sind bis jetzt außer den wenigen Messungen von Buisson und Fabry noch keine anderen Wellenlängen an das Konferenzsystem angeschlossen worden. Die übrigen oben erwähnten Interferometermessungen von Fabry und Perot, Eversheim und Pfund sind auf den Michelsonschen Wert

$$\lambda = 6438{,}4722$$

für die rote Kadmiumlinie bezogen. Da diese Systeme nun einmal eingeführt sind, so schlage ich vor, zur Vermeidung von Mißverständnissen von nun an immer durch einen beigefügten Buchstaben klar zu bezeichnen, auf welches System sich eine Wellenlängenangabe bezieht. Es bezeichnet

M das Michelsonsche System,
C das Konferenzsystem,
R das gleich noch näher zu besprechende definitive Rowlandsche System,
K das System der Kayserschen Normalen

1) C. R. **144**, 1155; Journ. de Phys. (4) **7**, 169; Astrophys. Journ. **28**, 169, 1908.
2) Ann. de Chim. (7) **25**, 138, 1902; Astrophys. Journ. **15**, 270, 1902.
3) Ztschr. f. wiss. Photogr. **5**, 152, 1907; Astrophys. Journ. **26**, 172, 1907.
4) Astrophys. Journ. **28**, 197, 1908.

1) C. R. **144**, 1082, 1907.

aus dem Bogenspektrum des Eisens[1]) und

PT das von Rowland in der Preliminary Table of Solar Spectrum Wave-Lenghts[2]) angewandte System.

Die rote Kadmiumlinie hat also die Wellenlänge

$$\lambda = 6438{,}4722\, M$$

oder

$$\lambda = 6438{,}4696\, C$$

oder, wie wir gleich sehen werden,

$$\lambda = 6438{,}7098\, K.$$

Die Systeme M und C unterscheiden sich also von dem Rowlandschen so stark, daß man fast glauben könnte, hier eine andere Linie vor sich zu haben; selbst das Identifizieren von Linien, die in den neuen Systemen gemessen sind, mit den bisherigen, auf Rowland beruhenden Angaben würde schon auf fortwährende Schwierigkeiten stoßen. Ich kann daher nur nochmals, wie ich es schon früher getan habe, dringend von der Einführung der Systeme M und C in die Praxis abraten.

Um die Vorteile der durch die neuen Interferometermessungen gewonnenen, streng relativen Wellenlängen für alle praktischen Wellenlängenbestimmungen nutzbar zu machen und gleichzeitig auch, wo es nötig sein sollte, den Übergang zwischen den jetzt nun einmal vorliegenden Systemen M, C, K und PT zu erleichtern, führe ich das definitive Rowlandsche System R ein, welches folgende Eigenschaften hat: Es ist streng relativ, d. h. alle im System R ausgedrückten Wellenlängen unterscheiden sich von den im genauen metrischen System ausgedrückten Werten (λ_{abs}) nur um einen konstanten Faktor F_0; dieselbe Beziehung besteht auch zu jedem anderen genau relativen System, z. B. zu den Systemen M und C. Man hat also

$$\lambda_R = \lambda_M F_M$$
$$\lambda_R = \lambda_C F_C$$
$$\lambda_R = \lambda_{abs} F_0.$$

Den Faktor F_C habe ich nun so bestimmt, daß das System R mit dem mittleren PT-System Rowlands zusammenfällt, so daß sich alle im K-System gemessenen, also an die unten von mir mitgeteilten Normalen angeschlossenen Wellenlängen von den bisherigen Bestimmungen, nur um sehr kleine Beträge (etwa 0,01 bis 0,02 A.-E.), die häufig von der Größe der Beobachtungsfehler sind, unterscheiden werden. Eine Umrechnung zwischen den Systemen R, PT und K wird daher in sehr vielen Fällen überhaupt unterbleiben können; die Identifizierung der Linien ist stets ohne weiteres möglich.

1) Ann. d. Phys. (4) **3**, 195, 1900.
2) Astrophys. Journ. **1—5**, 1895—97.

Die Ermittelung des Übertragungsfaktors F_C kann nun nicht etwa dadurch erfolgen, daß man die von Rowland an den Absorptionslinien des Sonnenspektrums gemessenen Wellenlängen der Eisenlinien durch die entsprechenden Werte λ_C von Buisson und Fabry dividiert und dann aus allen diesen Quotienten das Mittel nimmt. Denn die Absorptionslinien des Sonnenspektrums haben, namentlich wegen des höheren Drucks in der Sonnenatmosphäre, tatsächlich etwas andere Wellenlängen als die Emissionslinien des irdischen, unter 1 Atm. Druck brennenden Eisenbogens. Ebenso kann man F_C auch nicht dadurch berechnen, daß man die Kayserschen Wellenlängen, die ja nahe dem Rowlandschen System entsprechen, durch die λ_C dividiert. Denn die λ_K sind, wie ich früher gezeigt habe[1]), infolge unrichtiger Korrektionen, die Rowland an seinen, den Kayserschen Normalen zugrunde liegenden, Standard Wave-Lenghts aus dem Bogenspektrum angebracht hat, um 0,01 bis 0,02 A.-E. gegenüber dem PT-System zu groß. Dieser letztgenannte Fehler hat sich in sehr störender Weise namentlich bei den spektroskopischen Geschwindigkeitsbestimmungen von Sternen mit linienreichen Spektren bemerklich gemacht. Man war hierbei gezwungen, die Wellenlängen im Sternspektrum aus den PT, diejenigen für das irdische Vergleichsspektrum aus den K zu entnehmen und erhielt wegen des erwähnten Unterschieds bisher die Geschwindigkeiten aller dieser Sterne um etwa 1 km zu groß. Auch dieser Fehler wird verschwinden, wenn man statt der K die von mir gegebenen Wellenlängen R für das Eisenspektrum benutzt. Über die kleinen dann noch an den PT anzubringenden Korrektionen werde ich an anderer Stelle berichten.

Ich habe den Wert F_C dadurch ermittelt, daß ich zunächst die streng auf das PT-System bezogenen Werte der Wellenlängen des Eisenbogenspektrums bestimmt habe. Zu diesem Zweck habe ich mit einem Gitterspektrographen das Bogenspektrum direkt neben bzw. zwischen dem Sonnenspektrum aufgenommen und so die Lage der Eisenlinien im PT-System gemessen. Die auf diese Art gefundenen strengen PT-Werte der Eisenlinien wurden dann durch die λ_C von Buisson und Fabry geteilt und aus allen diesen Quotienten das Mittel genommen. Es ergab sich so der Wert

$$F_C = 1{,}0000373.$$

Kontrolliert und bestätigt wurde dieser dann noch durch zwei andere Beobachtungsreihen, von denen ich die eine mit dem großen Pris-

1) Ztschr. f. wiss. Photogr. 1, 233, 1903; Astrophys. Journ. **18**, 185, 103.

Tabelle I.

Normallinien aus dem Bogenspektrum des Eisens, bezogen auf das definitive Rowlandsche System *R*.

R	*K*	*V*	*R*	*K*	*V*	*R*	*R*
2373,826	,813	+ 0,013	3513,951	,974	— 0,023	4592,829	5455,819
2413,400	,393	+ 0,007	3557,012			4603,116	5497,726
Si 2435,250			3606,816	,836	— 0,020	4647,610	5506,988
Si 2506,998			3640,527	,541	— 0,014	4679,030	5535,624
Si 2528,610			3677,765			4707,463	5569,840
2562,637	,619	+ 0,018	3724,518	,527	— 0,009	4736,962	5586,978
2588,113	,102	+ 0,011	3753,755			*Mn* 4754,223	5615,867
2628,394	,383	+ 0,011	3805,488			4789,836	5659,046
2679,165	,148	+ 0,017	3843,404			*Mn* 4823,701	5709,609
2714,520	,503	+ 0,017	3865,670	,670	0	4859,937	*Ni* 5761,058
2739,652	,639	+ 0,013	3906,627	,624	+ 0,003	4878,408	5763,228
2778,329	,327	+ 0,002	3935,965	,966	— 0,001	4903,507	*Ni* 5805,428
2813,395	,391	+ 0,004	3977,893	,892	+ 0,001	4919,189	*Ni* 5857,978
2851,966	,910	— 0,004	4022,022	,029	— 0,007	4966,289	*Ni* 5893,102
2874,283	,284	— 0,001	4076,793	,801	— 0,008	5002,067	5934,904
2912,266	,273	— 0,007	4118,706	,709	— 0,003	5012,259	5952,961
2941,457	,462	— 0,005	4134,839			5050,015	6003,263
2987,404	,410	— 0,006	4147,832			5083,533	6027,284
3030,265			4191,597	,611	— 0,014	5110,606	6065,719
3075,840	,830	+ 0,010	4233,773	,771	+ 0,002	5127,555	6137,929
3125,778	,770	+ 0,008	4282,567	,567	0	5167,685	6191,800
3175,565	,556	+ 0,009	4315,250	,255	— 0,005	5192,556	6230,964
3225,910	,905	+ 0,005	4352,903	,910	— 0,007	5233,153	6265,381
3271,125	,129	— 0,004	4376,098	,104	— 0,006	5266,764	6318,265
3323,863			4427,479	,490	— 0,011	5302,514	6335,579
3370,915			4466,721	,737	— 0,016	5324,395	6393,850
3399,464	,468	— 0,004	4494,740	,755	— 0,015	5371,698	6431,099
3445,284	,301	— 0,017	4531,324			5405,982	6495,236
3485,474	,490	— 0,016	4548,024			5434,733	

Tabelle II.

Zusammenstellung aller bisher auf das *M*-System bezogenen Wellenlängen anderer Elemente, auf das *R*-System übertragen.

Element	*R*	Beobachter	Element	*R*	Beobachter	Element	*R*	Beobachter
Ag	5209,273	P	*Cu*	5782,373	P	*Li*	6708,093	P
	5465,691	P				*Na*	5890,183	P
			He	4471,647	LR		5896,150	P
Cd	4662,525	H		4713,318	LR			
	4800,088	M		4922,112	LR	*Zn*	4629,981	H
	5086,012	M		5015,865	LR		4680,311	P
	5154,851	H		5875,842	LR		310	H
	6325,404	H		6678,396	LR		4722,338	P
	6438,7098	F		7065,461	LR		4810,712	P
							710	H
Cu	5105,731	P	*Hg*	4358,504	P		5182,175	H
	5153,441	P		5460,944	P		6362,579	P
	5218,395	P		5769,811	P		581	H
	5782,304	P		5790,873	P		584	LR

Tabelle III.

Verbesserungen *V* des Kayserschen Systems in Einheiten von 0,001 A.-E.

λ	*V*	λ	*V*	λ	*V*	λ	*V*	λ	*V*
2350	+ 10	2800	+ 3	3250	+ 3	3700	— 11	4150	— 3
2400	+ 10	2850	— 2	3300	— 1	3750	— 7	4200	— 2
2450	+ 11	2900	— 5	3350	— 6	3800	— 4	4250	— 3
2500	+ 12	2950	— 6	3400	— 10	3850	— 1	4300	— 4
2550	+ 13	3000	— 3	3450	— 15	3900	+ 1	4350	— 6
2600	+ 14	3050	+ 4	3500	— 18	3950	0	4400	— 9
2650	+ 15	3100	+ 8	3550	— 20	4000	— 2	4450	— 12
2700	+ 14	3150	+ 8	3600	— 19	4050	— 4	4500	— 16
2750	+ 9	3200	+ 6	3650	— 15	4100	— 4		

menspektrographen III des Observatoriums ausführte, während die zweite von Jewell[1]) herrührt. Ich werde an anderer Stelle das Beobachtungsmaterial ausführlicher veröffentlichen und beschränke mich hier auf die Mitteilung der Normallinien im System *R* (Tabelle I).

An einigen Stellen, wo es im Eisenspektrum an Linien fehlt, haben Buisson und Fabry einzelne Linien aus dem Bogenspektrum von *Si*, *Mn* und *Ni* gemessen.

Ich habe auch alle anderen Wellenlängen, die bisher mit dem Interferometer gemessen und an das System *M* angeschlossen worden sind, auf das Rowlandsche System übertragen, wodurch sie erst mit den sonstigen früheren Messungen vergleichbar wurden.

Diese Wellenlängen sind in Tabelle II zusammengestellt; es bezeichnet *F* die oben benutzten Messungen von Buisson und Fabry, *P* die von Perot und Fabry (C. R. **130**, 494, 1900), *H* die von Hamy (C. R. **130**, 489, 1900), *M* die von Michelson (Détermination de la valeur du mètre, 1894) und *LR* die von Lord Rayleigh (Phil. Mag. (6) **15**, 548, 1908).

In Tabelle I habe ich unter *K* auch die Werte der betreffenden Wellenlängen nach Kayser und unter *V* die an den Kayserschen Zahlen zur Reduktion auf *R* anzubringenden Korrektionen angegeben. Wie man sieht, erreichen dieselben nur an einer einzigen Stelle den Betrag von 0,02 A.-E. und sie können daher in vielen Fällen ganz vernachlässigt werden. Die ausgeglichenen Werte dieser Verbesserungen *V*, die an allen scharf an die Kayserschen Normalen angeschlossenen Wellenlängen anzubringen sind, können aus der Tabelle III entnommen werden.

1) Astrophys. Journ. **3**, 89, 1896.

Potsdam, Astrophys. Observatorium, Dezember 1908.

(Eingegangen 31. Dezember 1908.)

Normale und anormale Veränderungen gewisser Banden in den Emissionsspektren der Moleküle verschiedener Körper in gasförmigem Zustande unter dem Einfluß eines Magnetfeldes[1]).

Mit 1 Tafel (II).

Von A. Dufour.

I. Historische Übersicht.

Die verschiedenen Spektren verhalten sich hinsichtlich des Zeemanphänomens bekanntlich folgendermaßen[2]):

1) Auszug aus „Le Radium" (Paris, Masson & Cie), dem auch die Abbildungen entnommen sind.

2) Wegen weiterer Einzelheiten verweise ich auf das Buch von Cotton, Sur le phénomène de Zeeman, sowie auf eine Arbeit desselben Verfassers, die demnächst in der Revue générale des Sciences erscheinen wird.

1. Emissionsspektren. Die Linienspektren enthalten Linien, welche für die Einwirkung des Magnetfeldes empfindlich sind, und zuweilen auch solche, die unempfindlich gegen das Feld sind. Bei den erstgenannten verwandelt sich die Linie, die bei nicht vorhandenem Felde einfach ist, unter der Einwirkung des Feldes in eine gewisse Anzahl von Komponenten. Diese Komponenten haben im allgemeinen nicht dieselbe Wellenlänge wie die ursprüngliche Linie und sind in gewisser Weise polarisiert, und zwar zirkular, wenn sie solchem Licht angehören, das parallel zur Feldrichtung fortschreitet, und nach zwei aufeinander senkrechten Richtungen geradlinig polarisiert für solches Licht, das senkrecht zu den Kraftlinien ausgestrahlt wird. Wir wollen die im erstgenannten Falle beobachtete Erscheinung als longitudinales Zeemanphänomen bezeichnen. Man hat nun gefunden, daß alle gegen das Feld empfindlichen Emissionslinien, die man bisher untersucht hat, ein normales longitudinales Zeemanphänomen aufweisen, das folgenden Charakter trägt: die Komponente, deren Wellenlänge am kleinsten ist, wird von zirkular polarisiertem Licht gebildet, dessen Schwingungsrichtung die gleiche ist wie die der Ampèreschen Ströme, die dem Magnetfelde entsprechen. Bei diesen Emissionslinien ist bisher noch kein Fall eines anormalen longitudinalen Zeemanphänomens gefunden worden. Ein solches wird folgerichtig charakterisiert durch eine Drehung im entgegengesetzten Sinne wie die Ampèreschen Ströme für die beschleunigte Komponente.

Was die Emissions-Bandenspektren angeht, so hat man bisher bei ihnen noch keine Banden gefunden, deren Komponenten unter dem Einflusse der bisher erzeugten Magnetfelder ein merkliches Zeemanphänomen aufweisen[1]).

2. Absorptionsspektren. Die Absorptionsspektren der gasförmigen Körper enthalten Linien, die sich wie die Emissionslinien verhalten, und Banden, deren Komponenten entweder unempfindlich gegen das Feld sind oder durch das Magnetfeld schwach verändert werden, wie man es am Stickstoffdioxyd in Dampfform beobachtet[2]).

Dagegen enthalten die Absorptionsspektren der Salze der seltenen Erden im kristallisierten oder gelösten Zustande Banden, die, wie J. Becquerel gefunden hat, ein den Kraftlinien folgendes normales oder anormales Zeemanphänomen aufweisen. J. Becquerel hat be-

1) H. Becquerel et Deslandres, C. R. **127**, 18, 1898.

2) Righi, C. R. **127**, 216, 1898; **128**, 45, 1899. — Cotton, Le phénomène de Zeeman, S. 99—100; A. Dufour, Le Radium **5**, 86, 1908.

kanntlich einige solcher Banden angegeben, die ein viel stärkeres Zeemanphänomen zeigen, als wir es bei den Emissionslinien zu finden gewohnt sind[1]).

Das war in kurzen Zügen der Stand unserer Kenntnisse über das Verhalten der Lichtquellen oder der absorbierenden Medien im Magnetfelde vor den Untersuchungen, über die hier berichtet werden soll.

Meine Arbeit, deren Methode und Ergebnisse ich heute mitteilen will, hat folgende neue Ergebnisse geliefert, die sämtlich die Emissionsspektren der Gase betreffen:

1. Es gibt Banden, die aus einer Gesamtheit regelmäßig nach den bekannten Gesetzen[2]) verteilter Komponenten bestehen, welche für die Wirkung eines Magnetfeldes empfindlich sind, und zwar zeigt jede Komponente das Zeemanphänomen entweder parallel oder senkrecht zu den Kraftlinien.

2. Einige dieser Banden zeigen das normale longitudinale Zeemanphänomen, andere das anormale.

3. Es gibt Linien, welche das anormale longitudinale Zeemanphänomen zeigen; in Wahrheit muß ich schon jetzt bemerken, daß ich nur eine kleine Zahl solcher gefunden habe, und daß sie, bis jetzt wenigstens, keinen Spektralserien angehören.

Ich habe bereits einen kurzen Überblick über diese verschiedenen Ergebnisse veröffentlicht[3]).

Zur selben Zeit hat Herr Wood[4]) auf das Vorhandensein solcher Linien im kannelierten Absorptionsspektrum des Natriumdampfes hingewiesen, in deren Nachbarschaft das magnetische Drehungsvermögen des Dampfes negativ und auf eine Seite der Linie begrenzt ist, im Gegensatz zum Verhalten etwa der D-Linien des Natriums. Es ist zu bemerken, daß Herr Wood an diesen Linien das anormale longitudinale Zeemanphänomen nicht hat beobachten können.

Schließlich hat Herr J. Becquerel[5]), als er einen Kondensatorfunken über eine Lösung von Yttriumchlorid oder -nitrat übergehen ließ, Banden erhalten, die sich im Magnetfeld geradeso verhalten, wie Emissionsbanden etwa von Fluorkalzium, die ich früher behandelt hatte[6]).

Nach dieser kurzen historischen Übersicht will ich nicht zu den Einzelheiten meiner Versuche übergehen, ohne zuvor den Herren H. Abraham und A. Cotton, die dem Fortgang meiner Arbeit mit lebhaftem Interesse gefolgt sind und mir wertvolle Ratschläge erteilt haben, an dieser Stelle meinen besten Dank auszudrücken.

1) J. Becquerel, C. R. 1906—1907; diese Zeitschr. **8**, 632, 929, 1907; **9**, 94, 1908; Le Radium **3**, 149, 215, 1906; **4**, 49, 107, 1907; **5**, 105, 1908; Proc. Amsterdam **10**, 589, 1908, usw.
2) Deslandres, C. R. **103**, 375, 1886; **104**, 972, 1887.
3) A. Dufour, C. R. **146**, 118, 229, 634, 810, 1908.
4) Wood, Phil. Mag. (6) **15**, 274, 1908.
5) J. Becquerel, C. R. **146**, 683, 1908.
6) A. Dufour, C. R. **146**, 118, 1908.

II. Optische Einzelheiten der Versuchsanordnung. Meßverfahren.

Optische Versuchsanordnung. Die Lichtquelle — eine Flamme oder der kapillare Teil einer Geißlerschen Röhre — ist im Mittelpunkte eines horizontalen Elektromagnets nach Weiß angeordnet. Eine Sammellinse gibt von der Lichtquelle ein reelles Bild auf einer der benutzten Strahlung entsprechenden Halbwellenlängenplatte, deren Achse um 45^0 gegen den in unserem Falle vertikalen Hauptschnitt eines Nicolschen Analysators geneigt ist. Diese Platte ist so geschnitten, daß ihr oberer Rand horizontal ist, und wird nur von der Hälfte des reellen Bildes der Lichtquelle bedeckt; die andere Hälfte dieses Bildes entsteht also in der Luft. Das ganze Lichtstrahlenbündel wird durch eine Linse parallel gemacht; es geht dann durch eine Viertelwellenlängenplatte von gleicher Orientierung wie die Halbwellenlängenplatte, danach durch den Nicholschen Analysator, durch einen Absorptionstrog, der die störenden Strahlungen abfängt, und schließlich durch eine Linse. Diese entwirft ein reelles Bild der Lichtquelle und folglich auch des Randes der Halbwellenlängenplatte auf den vertikalen Spalt eines auf unendlich eingestellten Kollimators. Der Kollimator ist auf ein gutes Rowlandsches Konkavgitter gerichtet, das mir bereits bei meinen früheren Untersuchungen[1]) gute Dienste geleistet hat. Man photographiert das Spektrum dritter oder vierter Ordnung, welches das Gitter in nahezu normalem gebeugtem Lichte liefert.

Die vorstehend beschriebene Versuchsanordnung empfiehlt sich für die Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens: man erhält auf der photographischen Platte zwei nebeneinanderliegende Streifen, von denen der eine den Strahlen entspricht, die durch die Halbwellenlängenplatte hindurchgegangen sind, der andere jenen, die über sie hinweg durch die Luft gegangen sind. Die links- und rechtsdrehend zirkularpolarisierten Schwingungen, welche die Lichtquelle aussendet, werden durch die Viertelwellenlängenplatte verwandelt, und zwar sofern sie nicht durch die Halbwellenlängenplatte hindurchgegangen sind, in geradlinige Schwingungen, von denen die einen vertikal, die anderen horizontal verlaufen. Die letzteren werden von dem Analysator ausgelöscht, und man erhält auf dem einen Streifen der photographischen Platte das Spektrum der

1) A. Dufour, Ann. de Chimie et de Phys. (8) **9**, 361, 1907; Le Radium **5**, 86, 1908.

von der Lichtquelle ausgehenden in einem bestimmten Sinne zirkular polarisierten Strahlungen.

Betrachten wir jetzt den Teil des Strahlenbündels, der durch die Halbwellenlängenplatte hindurchgegangen ist: die Platte ändert den Drehungssinn der sie durchlaufenden zirkularen Schwingungen, und wir sehen, daß wir auf dem zweiten Streifen der photographischen Platte das Spektrum erhalten, das von den Zirkularschwingungen der Lichtquelle herrührt, deren Drehungssinn umgekehrt ist wie oben. Das Bild, das eine Linie bei erregtem Magnetfelde bietet, ist dann folgendes: Es bleiben nur die rechtsdrehende Komponente auf dem einen und die linksdrehende auf dem anderen Streifen der Platte übrig; ändert man die Feldrichtung, so werden sie vertauscht. Diese Beobachtungsmethode, die übrigens ganz bekannt ist, gestaltet die Untersuchungen sehr bequem. Die Photographien in dieser Mitteilung werden zahlreiche Beispiele dafür liefern.

Will man das Zeemanphänomen an senkrecht zur Feldrichtung ausgesandtem Licht untersuchen, so braucht man in der oben beschriebenen Versuchsanordnung nur den Elektromagnet, um einen rechten Winkel zu drehen und die Viertelwellenlängenplatte fortzulassen. Ersetzen wir in der vorstehenden Überlegung die von der Lichtquelle ausgehenden Zirkularschwingungen durch geradlinige, so wird ohne weiteres klar, daß auf dem einen Streifen der photographischen Platte das Spektrum der zur Feldrichtung senkrechten geradlinigen Schwingungen erscheint, während wir auf dem anderen Streifen das Spektrum der zur Feldrichtung parallelen geradlinigen Schwingungen erhalten. In diesem Falle ist bekanntlich der Richtungssinn des Feldes ohne Einfluß auf das Bild, das wir erhalten. Wir werden in dieser Mitteilung auch Photographien begegnen, die sich auf diesen Fall beziehen.

Schließlich habe ich eine Vorkehrung getroffen, die mir ermöglicht, auf der photographischen Platte außer den beiden eben besprochenen noch zwei weitere außerhalb liegende Streifen zu erhalten, auf denen sich das bei Abwesenheit des Magnetfeldes auftretende Spektrum abbildet. In den hier wiedergegebenen Photographien sind diese letztgenannten Streifen mit 1 und 4 bezeichnet, während 2 und 3 den Spektren entsprechen, die die Lichtquelle im Magnetfelde für die beiden verschiedenen Schwingungsrichtungen liefert [1]).

Herstellung der Aufnahmen. 1. Zum Zwecke der Wellenlängenmessung. — Man photographiert nebeneinander das zu untersuchende Spektrum und das Bogenspektrum des Eisens, und zwar entweder mit gleichzeitiger Exposition oder mit abwechselnder; im letzteren Falle verteilt man die Exposition des Eisenspektrums so, daß ein Teil vor, der andere nach der Aufnahme des zu untersuchenden Spektrums erfolgt.

2. Zum Zwecke des Studiums des Zeemanphänomens. — Man nimmt mit einer und derselben Exposition die Spektren 2 und 3 auf; diese geben das Spektrum der im Magnetfeld angeordneten Lichtquelle, und zwar entspricht jeder Streifen nur einer gegebenen Schwingungsrichtung. Dann schützt man mit Hilfe eines geeigneten Systems von Schirmen 2 und 3 gegen das vom Gitter kommende Licht und gibt 1 und 4 frei, auf denen man dann das Spektrum bei nicht mehr vorhandenem Feld aufnimmt. Man bringt natürlich in den Absorptionstrog die erforderliche Flüssigkeit, beispielsweise für photographische Aufnahmen im roten Spektralgebiet eine wässerige Lösung von Kaliumchromat, oder im blauen Spektralgebiet eine Lösung von Kupfersulfat unter Zuschaltung eines weiteren Troges mit Chininsulfat. Die Expositionszeiten schwankten im allgemeinen zwischen 30 und 45 Minuten für jedes Streifenpaar. Zuweilen nahm ich auch, um dem Elektromagnet Zeit zur Abkühlung zu lassen, eine Exposition am Morgen vor und setzte dieselbe Exposition am Abend fort. Dieses Verfahren wurde nur dadurch ermöglicht, daß die ganze optische Anordnung auf einer großen starken Marmorplatte ruhte, was für derartige Untersuchungen sehr zu empfehlen ist.

Ausmessung der Aufnahmen. Die Ausmessungen an den Originalnegativen wurden auf der Teilmaschine mit einer Lupe von fünf- bis sechsfacher Vergrößerung vorgenommen. Die Lupe war mit zwei parallelen Fäden versehen. Man bringt die betrachtete Linie entweder auf einen dieser Fäden oder mitten in den Zwischenraum zwischen beiden.

Die Berechnung der Wellenlängen wurde folgendermaßen ausgeführt: Mit Hilfe der Tafeln, die das Bogenspektrum des Eisens nach Fabry und Buisson darstellen, kann man leicht und schnell die ungefähre Wellenlänge der Eisenlinien auf der Platte finden; aus der zugehörigen Tabelle [1]) erhält man für eine gewisse Anzahl dieser Linien die Wellenlängen in Luft unter gewöhnlichen Verhältnissen mit großer Annäherung. Man wählt zwei von diesen Linien, die auf der Platte einen gewissen Abstand voneinander haben. Nimmt man nun an, daß die Entfernungsänderungen auf der Platte den Änderungen der Wellenlänge proportional sind, so kann man mit Hilfe dieser beiden zugrunde

1) In den photographischen Aufnahmen des senkrecht zur Feldrichtung beobachteten Zeemanphänomens (Figur 3, 5, 7, 9, 11, 13) entspricht der Streifen 2 den Schwingungen senkrecht zur Feldrichtung.

1) Fabry et Buisson, C. R. **143**, 165, 1906.

gelegten Eisenlinien schnell die Wellenlängen aller auf der Platte enthaltenen Linien, mit Einschluß der Eisenlinien, berechnen. Die so gefundenen Zahlen sind etwas ungenau, denn die oben gemachte Annahme ist nicht zutreffend; einmal nämlich gibt das Gitter keine vollkommen normale Dispersion, und zweitens berührt die ebene Platte die Einstellungsfläche nicht in einem Punkte, sondern ist nur eine Sekante zu ihr. Man bemerkt das übrigens daran, daß die Werte für die Wellenlängen der Eisenlinien — mit Ausnahme der beiden der Rechnung zugrunde gelegten — nicht genau mit denen der Tabellen von Fabry und Buisson übereinstimmen. Man zeichnet jetzt mit Hilfe dieser Daten eine Kurve für die zur Herstellung dieser Übereinstimmung anzubringende Korrektion. Kennt man nun die Lage einer Linie im untersuchten Spektrum, so braucht man nur an der eben gefundenen Wellenlänge die kleine aus der Kurve zu entnehmende Korrektion anzubringen, um die Wellenlänge genauer zu erhalten. Dieses Verfahren erscheint etwas langwierig; es ist indessen sehr rasch, wenn man viele Linien auf derselben Platte hat, wie es hier oft der Fall ist.

Genauigkeit der Messungen. Auf den im Gitterspektrum dritter Ordnung gemachten Aufnahmen entspricht eine Ångström-Einheit einem Abstand von einem Drittel Millimeter. Die Teilmaschine gestattet Einstellungen auf $^1/_{800}$ mm, da aber die Komponenten der Banden im allgemeinen nach einer bestimmten Seite schwächer werden, kann man ihre Lage nur bei einer feinen Linie von symmetrischem Aussehen so genau festlegen. Tatsächlich kann man für nicht mehr als $^1/_{50}$ mm bei der Ausmessung ihrer Lage gutsagen. Wenn daher die Ziffer, welche die Zehntel Ångström-Einheiten angibt, noch auf weniger als $^1/_{20}$ Ångström-Einheit genau angesehen werden kann, so ist die nächste Stelle nur noch andeutungsweise in die Zahlentabellen aufgenommen worden.

Was die Abstände in den Dupletts angeht, die im Magnetfelde beobachtet sind, so ist ihre Genauigkeit noch viel geringer. Zu dem möglichen Fehler im Werte des Magnetfeldes bei jedem einzelnen Versuch kommt noch der Fehler, der von zwei Einstellungen herrührt, bei denen auch noch die Konstitution der untersuchten Strahlung störend wirkt. Wenn die an einer und derselben Platte erhaltenen Ergebnisse als relative Messungen recht befriedigend sind, so stellen die angegebenen Zahlen für die absoluten Werte der Abstände der Dupletts nur noch grobe Näherungswerte dar. Der Fehler kann sich leicht auf $^1/_{20}$ und selbst auf $^1/_{10}$ belaufen. Ich verfolge bei der vorliegenden Arbeit übrigens nicht den Zweck, die Wirkung des Magnetfeldes auf die Komponenten genau zu messen, sondern ich will nur diese Wirkung sicher nachweisen und zu diesem Zwecke vor allen Dingen ihre Größenordnung angeben. Die genauen Messungen verschiebe ich auf eine spätere Arbeit.

III. Versuche an Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalien.

Die Bandenspektren der Fluorverbindungen der Erdalkalien sind bereits von Fabry sehr sorgfältig untersucht worden[1]). Fabry erhielt die Spektren durch Verdampfung der Salze im elektrischen Lichtbogen (Flammenbogenkohlen). Er hat die Schwingungszahl N für die Komponenten der Banden und die Formeln vom Typus der Deslandresschen

$$N = A + (Bm + C)^2$$

für ihre Beziehung zueinander gegeben, wo nur B positiv oder negativ sein kann. Diese Banden sind übrigens umkehrbar, wie Walter[2]) und vor ihm Humphreys[3]) gezeigt haben. Neue Messungen über solche im Bogen erzeugten Spektren hat Rösch[4]) veröffentlicht.

Diese Untersuchungen sind wieder aufgenommen und auf die verschiedenen Halogenverbindungen der Erdalkalien ausgedehnt worden, und zwar von Morgan Ohmsted[5]), der die Verdampfung dieser Salze in der Flamme eines mit Leuchtgas und Sauerstoff gespeisten Brenners vornimmt. Ohmsteds Zerstreuungsapparat besteht aus einem kleinen Konkavgitter; er photographiert die erhaltenen Banden und mißt ihre Wellenlängen; er setzt dann die Schwingungszahlen für die Komponenten der Banden in Formeln ein und versucht, Beziehungen zwischen diesen verschiedenen Spektren zu finden, deren Struktur so kompliziert ist.

Lichtquelle. Zur Herstellung der Spektren der Körper, die ich in bezug auf das Zeemanphänomen untersucht habe, benutzte ich ein Verfahren, das dem eben genannten ganz analog ist. Das Salz wird als feines, trockenes Pulver in die Flamme eines Sauerstoff-Acetylenbrenners eingeblasen. Dort verdampft es augenblicklich und sendet dann das ihm eigentümliche Spektrum aus sowie das der Produkte seiner Dissoziation oder seiner Zersetzung infolge der chemischen Reaktion mit den Flammengasen.

Man findet im Handel die Fluoride des Kalziums, des Strontiums und des Baryums in Gestalt durch Ausfällen gewonnener feiner und trockener Pulver, die daher für die Zwecke solcher Untersuchungen geeignet sind. Die Chloride der Erdalkalien erhält man in ge-

1) Fabry, C. R. **138**, 1581, 1904; **140**, 578, 1905. — Journ. de Phys. (4) **4**, 245, 1905. — Astrophys. Journ. **21**, Nr. 4, Mai 1905.
2) Walter, diese Zeitschr. **9**, 233, 1908.
3) Humphreys, Astrophys. Journ. **22**, 220, 1905.
4) Rösch, Inaug.-Diss., Bonn 1906.
5) Ohmsted, Beibl. **31**, 283, 1907.

schmolzenem Zustande rein. Man muß sie dann pulverisieren und durchsieben, ehe man sie in den Einblaseapparat einbringt. Das muß schnell geschehen, besonders beim Kalziumchlorid, das sehr leicht zerfließt.

Fig. 1 [1]) stellt den Brenner und den Einblaseapparat dar. Das Gemisch von Acetylen und Sauerstoff wird durch das Rohr A zugeführt und verbrennt dann bei S. Dabei gibt es eine sehr schwach leuchtende und sehr heiße, blaue, vertikale Flamme. Das Salzpulver wird in das Rohr C eingeschüttet, und dieses dann sofort mit dem Stopfen verschlossen. Das Salz gelangt dann in den Behälter R, in dem eine Flügelschraube H sehr schnell umläuft. Die Schraube H wird mittels einer Rolle bewegt, die mit einem Elektromotor in Verbindung steht. Infolge der Drehung der Schraube H, die in passendem Sinne verläuft, entsteht fortwährend eine Wolke zerstäubten Salzes, das beständig von unten nach oben geschleudert wird. Ein durch das Rohr B eintretender trockener Luftstrom reißt den suspendierten Staub mit fort und führt ihn durch den ringförmigen Zwischenraum zwischen den Röhren J und K bis in die Flamme. Auf diese Weise erhält man eine genügend hell leuchtende Flamme für die Untersuchung mittels des Gitters [2]).

Die Abmessungen des Apparates sind so klein, daß man das Ganze zwischen die beiden Spulen eines Elektromagnets nach Weiß von gewöhnlicher Form (Kerndurchmesser = 7 cm) einführen kann. Im allgemeinen habe ich mit einem Luftzwischenraum von 8 mm gearbeitet; das gab ein Feld von ungefähr 13700 Einheiten, wenn die Beobachtung in Richtung der Kraftlinien erfolgte, und ein Feld von 17000 Einheiten, wenn die Bohrungen der Polschuhe verschlossen waren und die Beobachtung in Richtung senkrecht zum Felde erfolgte.

Bemerkung. Um die Banden, die das Zeemanphänomen zeigen, mit größerer Sicherheit bestimmen zu können, habe ich die Wellenlängen ihrer Komponenten nochmals gemessen, obschon diese Arbeit im einzelnen bereits vor mir von den oben genannten Forschern ausgeführt worden ist. In den weiter unten folgenden Tabellen bezeichnen also die Zahlen in der zweiten Spalte die Wellenlängen in Luft für die Komponenten der Banden, wie sie sich aus den Messungen an meinen Aufnahmen ergeben. Die Werte für die Intensität in der folgenden Spalte sind beigefügt, um ein Bild davon zu geben, in welchem Sinne die Banden abfallen; die Zahlen sind um so größer, je stärker die Intensität ist.

1) Die Figuren sind auf Tafel II vereinigt.

2) Es ist unerläßlich, die Apparate und den Beobachter gegen die von der Flamme ausgehenden Dämpfe zu schützen. Zu diesem Behufe saugt ein Ventilator diese Produkte unmittelbar über dem Elektromagnet ab und treibt sie aus dem Laboratorium hinaus.

Fluorkalzium. Alle Banden des Fluorkalziums, die so intensiv waren, daß ich sie sehen konnte, schienen gegen die Einwirkung des Magnetfeldes empfindlich zu sein, jedoch in verschiedenem Grade. So erleiden die Banden, die Fabry mit B_1 und B_2 bezeichnet hat, und bei denen die Konstante B in der Formel für die Schwingungszahl positiv ist, eine sehr geringe Veränderung im Felde, während die Banden C, D, D', D'', D''', bei denen nur die Konstante B das Vorzeichen gewechselt hat, eine sehr merkliche Veränderung zeigen. Ich erwähne weiter, daß die sehr wenig intensiven Banden C und D'''' das anormale longitudinale Zeemanphänomen aufweisen, und will nur auf die sehr intensiven Banden D, D', D'' eingehen, die ich photographiert habe.

Bezüglich dieser drei Banden hat Henri Becquerel [1]) die Ansicht ausgesprochen, daß sie von einem Spektrum seltener Erden herrührten, und daß sie der Gruppe im Orange des Samariumspektrums ($\lambda = 607\ \mu\mu$ bis $\lambda = 602\ \mu\mu$) entsprächen. Übrigens hat Becquerel später selbst anerkannt [2]), daß er nach Veränderung der Versuchsbedingungen diese Anschauung nicht mehr aufrecht erhalten könne.

Diese Fluorkalziumbanden D, D', D'' bestehen aus Komponenten, die sämtlich auf der roten Seite scharf begrenzt sind und auf der anderen Seite abfallen; in jeder Bande nehmen die Komponenten beim Übergang vom roten zum violetten Ende der Bande an Intensität ab; im ganzen flauen die Banden und ihre Komponenten nach der Seite der kurzen Wellen hin ab.

Ich werde weiter unten eine Tabelle über die Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens am Fluorkalzium folgen lassen. Die Figuren 2 und 3 geben meine Originalaufnahmen in ungefähr 2,5facher Vergrößerung wieder. (In demselben Maßstabe sind übrigens auch die anderen Photographien in dieser Arbeit vergrößert.)

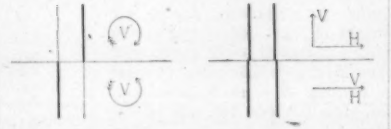
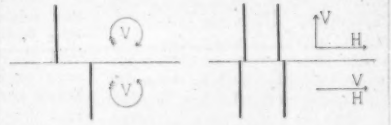
Es ist zu bemerken, daß die unvollständige Zirkularpolarisation der Dupletts der Banden D und D' beim longitudinalen Zeemanphänomen nicht von mangelhafter Einstellung herrührt; man erhält nämlich zugleich mit den Banden D und D' auf derselben Platte die Bande D'', die normal ist, und deren Dupletts eine reine Zirkularpolarisation aufweisen. Diese Tatsachen habe ich mehrfach mit großer Sorgfalt bestätigt, sowohl am Emissionsspektrum des Fluorkalziumdampfes als an seinem Absorptionsspektrum. Eine ähnliche Erscheinung war bereits [3]) an Ab-

1) H. Becquerel, C. R. **146**, 154—156, 257, 1908; Le Radium **5**, 112, 1908.

2) H. Becquerel, C. R. **146**, Nr. 9, 2. März 1908; Sur quelques spectres de phosphorescence, S. 444, 445.

3) J. Becquerel, Proc. Amsterdam **10**, 559, 1908.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Fluorkalziums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Schema	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
Bande D					
7	6026,65	1	Anormales Phänomen. (Die Zirkularpolarisation ist unvollkommen.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa −0,31 Å.-E.		Jede Komponente gibt ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa 0,31 Å.-E.
6	6027,91	2			
5	6029,48	3			
4	6031,15	4			
3	6032,97	5			
2	6034,91	6			
1	6036,96	7			
Bande D'					
5	6043,69	1	Das Ergebnis ist dasselbe wie bei Bande D. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa −0,22 Å.-E.		Jede Komponente scheint ein umgekehrtes Quadruplett zu liefern.
4	6045,24	2			
3	6046,90	3			
2	6048,84	4			
1	6050,81	5			
Bande D''					
9	6051,77	1	Normales Phänomen. (Die Zirkularpolarisation ist hier vollkommen.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,30 Å.-E.		Jede Komponente gibt ein deutlich umgekehrtes Quadruplett. Der Abstand der Dupletts beträgt etwa 0,30 Å.-E. und 0,41 Å.-E.
8	6052,86	2			
7	6054,10	3			
6	6055,48	4			
5	6057,01	5			
4	6058,70	6			
3	6060,49	7			
2	6062,40	8			
1	6064,49	9			

sorptionsbanden gewisser Kristalle seltener Erden beobachtet worden.

Das Vorhandensein dieser Polarisationsreste scheint für die Erklärung der anormalen longitudinalen Zeemanphänomene von großer Bedeutung sein zu sollen. Wir werden sehen, daß die übrigen bisher untersuchten anormalen Banden einen gleichen Rest zeigen; ich habe sie indessen nicht mit derselben Sorgfalt untersucht wie die Fluorkalziumbanden, denn die Halb- und Viertelwellenlängenplatten waren in den übrigen Spektralgebieten nicht streng einer Halb- und Viertelwellenlänge gleich. Nichtsdestoweniger scheint diese unvollkommene Zirkularpolarisation eine für die anormalen Banden dieser Körper allgemeine Erscheinung zu sein.

Schließlich ist gerade beim Fluorkalzium noch zu bemerken, daß wir hier ein Beispiel einer Bande haben, die in Richtung senkrecht zu den Kraftlinien ein umgekehrtes Quadruplett liefert. Das ist deshalb interessant, weil man sehr wenige Linien gefunden hat, die dieselbe Erscheinung liefern.

Chlorkalzium. An diesem Körper habe ich nur die drei Banden untersucht, die ich als Δ, Δ' und Δ'' bezeichne, und die den oben besprochenen Banden D, D' und D'' des Fluorkalziums entsprechen, nur mit dem Unterschiede, daß ihre Komponenten dichter zusammen liegen. Sie sind viel weniger ausgeprägt im Spektrum als die früher genannten, und der Grund hierfür ist zweifellos in der geringeren Beständigkeit dieser Verbindung bei hoher Temperatur zu suchen. Daraus erklärt sich auch, weshalb die Figuren 4 und 5, welche diese Spektren darstellen, weniger gut sind als die früheren, obschon ich hier gleichfalls gelbempfindliche Lumière-Platten verwendet habe[1]).

Man sieht, die Banden verhalten sich im Magnetfelde ganz ähnlich wie die der Fluorverbindung. Dieselbe Ähnlichkeit habe ich bei den gleichfalls von mir untersuchten Banden des Bromkalziums gefunden.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Chlorkalziums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
			Bande Δ (α in den Figuren)	
7	6180,03	1	Anormales Phänomen. (Unvollkommene Zirkularpolarisation.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa −0,34 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa 0,34 Å.-E.
6	6180,56	2		
5	6181,15	3		
4	6181,82	4		
3	6182,65	5		
2	6183,60	6		
1	6184,56	7		

1) Ich hatte damals noch nicht die weit empfindlicheren, ausgezeichneten Platten von Wratten, die ich bei den späteren im roten Spektralgebiet gemachten Aufnahmen verwendet habe.

Bande A' (a in den Figuren)

2	6192,20	2	Anormales Phänomen.	Scheint ein umgekehrtes Quadruplett zu geben.
1	6193,04	3		

Bande A''

5	6207,68	3	Normales Phänomen. (Vollkommene Zirkularpolarisation.) Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,34 Å.-E.	Jede Komponente scheint ein umgekehrtes Quadruplett zu geben. Der Abstand der Dupletts beträgt etwa 0,34 Å.-E. und 0,36 Å.-E.
4	6208,44	4		
3	6209,32	5		
2	6210,24	6		
1	6211,25	7		

Fluorstrontium. Ich bezeichne die Banden des Fluorstrontiums in derselben Weise wie Fabry. Die Bande B_2 (in der Gegend von $\lambda = 578\ \mu\mu$), die man ziemlich leicht sieht, gibt ein sehr schwaches Zeemanphänomen von der Art des an den Banden B beim Fluorkalzium zu beobachtenden. Die übrigen von mir photographierten Banden D', E, E', E'', E''' geben ein merkliches Phänomen. Über die Bande D', deren Komponenten wenig intensiv sind und sehr eng beieinander liegen, können die Photographien nicht recht Aufschluß geben, denn die Dupletts greifen übereinander. Bei den Banden E, E', E''' sind aber die Ergebnisse außer Zweifel (siehe Figur 6 und 7). E'' hat eine zu geringe Intensität, um sichere Aussagen zu gestatten.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Fluorstrontiums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
			Bande D'	
9	6409,57	1,1	Wahrscheinlich normales Phänomen. ? ?	? ?
8	6410,65	1,3		
7	6411,73	1,5		
6	6412,84	1,7		
5	6414,07	1,9		
4	6415,23	2,1		
3	6416,40	2,3		
2	6417,64	2,5		
1	6418,82	2		
			Bande E	
10	6483,96	5,5	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,40 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa +0,40 Å.-E.
9	6486,84	6		
8	6489,71	6,5		
7	6492,75	7		
6	6495,85	7,5		
5	6498,95	8		
4	6502,08	8,5		
3	6505,27	9		
2	6508,52	9,5		
1	6511,84	10		

Bande E'

6	6510,79	1,5	Anormales Phänomen wie bei der Bande E. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,40 Å.-E.	Verhält sich wie die Bande E.
5	6514,02	1,6		
4	6517,31	1,7		
3	6520,63	1,8		
2	6524,00	1,9		
1	6527,39	2		

Bande E'''

8	6610,18	1,5	Normales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,43 Å.-E.	Jede Komponente gibt wiederum ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett von etwa +0,43 Å.-E.
7	6613,21	2		
6	6616,35	2,5		
5	6619,39	3		
4	6622,59	3,5		
3	6625,86	4		
2	6629,09	4,5		
1	6632,43	5		

Bande E''

4	6644,96	0,2	Wahrscheinlich anormales Phänomen. ? ?	? ?
3	6648,39	0,3		
2	6651,85	0,4		
1	6655,40	0,5		

Chlorstrontium. Dieser Körper gibt eins der schönsten Spektren dieser ganzen Reihe. Man findet darin eine große Anzahl von Banden, und die Komponenten aller dieser Banden nehmen nach der violetten Seite zu ab und verlieren nach der violetten Seite zu an Intensität. Das zeigt sich übrigens auch an den Banden in den drei vorstehenden Tabellen. In den gewonnenen Photographien (hier nicht gezeigt) findet man zwei intensive Banden (c und d), von denen die erste bei $\lambda = 6358{,}58$ Å.-E. und die zweite bei $\lambda = 6362{,}39$ Å.-E. beginnt, und deren Komponenten sich von einem bestimmten Moment an vermischen. Sie zeigen alle eine sehr ausgesprochene Empfindlichkeit gegen das Magnetfeld, aber sie geben ein viel komplizierteres Phänomen als die übrigen in dieser Arbeit untersuchten Banden. Ich will hier auf diese Banden nicht eingehen und die Ergebnisse, die ich bei ihrer Untersuchung erhalten habe, einer späteren Veröffentlichung vorbehalten. Ich will mich hier auf die Banden e, f, g, h, i beschränken, die ich in der nachstehenden Tabelle aufführe, und die zum Teil in den Figuren 8 und 9 wiedergegeben sind.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Chlorstrontiums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
			Bande e	
4	6485,16	1,6	Wahrscheinlich normales Phänomen.	Jede Komponente scheint ein symmetrisches Duplett zu geben.
3	6486,96	1,8		
2	6488,83	2		
1	6490,85	2		

Bande *f*

7	6596,01	1	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,43 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein nahezu symmetrisches Quadruplett, das umgekehrt sein würde, und dessen Dupletts einen Abstand von etwa 0,43 Å.-E. und 0,41 Å.-E. haben.
6	6598,86	2		
5	6601,73	3		
4	6604,57	4		
3	6607,52	5		
2	6610,55	6		
1	6613,59	7		

Bande *g*

6	6604,95	2	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,40 Å.-E.	Verhält sich wie die Bande *f*. Der Abstand des Dupletts würde etwa 0,40 Å.-E. und 0,39 Å.-E. betragen.
5	6607,88	3		
4	6610,76	4		
3	6613,72	5		
2	6616,74	6		
1	6619,81	7		

Bande *h*

6	6729,10	1,5	Normales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,48 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein normales Quadruplett, dessen Dupletts einen Abstand von etwa 0,48 Å.-E. und 0,25 Å.-E. haben.
5	6732,12	2		
4	6735,28	2,5		
3	6738,25	3		
2	6741,41	3,5		
1	6744,61	4		

Bande *i*

6	6739,92	0,5	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,48 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein Duplett, das für die beiden Schwingungsrichtungen gleich zu sein scheint und einen Abstand von etwa 0,48 Å.-E. hat.
5	6743,07	0,7		
4	6746,22	0,9		
3	6749,19	1,1		
2	6752,44	1,3		
1	6755,51	1,5		

Bei dieser Tabelle ist zu bemerken, daß die Bande *h* ein sehr deutliches normales Quadruplett liefert, das erste, dem ich hier begegnet bin; dieses Quadruplett erinnert, wenngleich es etwas größer ist, an das Quadruplett, das die Natriumlinie D_1 liefert.

Fluorbaryum. Die von mir untersuchten Banden des Fluorbaryums liegen im blauen Spektralgebiet. Nur eine von ihnen ist intensiv, nämlich die Bande *A*. Die Photographien waren mühsam aufzunehmen, weil die Flamme nur wenig leuchtet. Die nachstehende Tabelle und die Figuren 10 und 11 veranschaulichen die erhaltenen Ergebnisse. Die Banden und ihre Komponenten fallen hier nach dem roten Ende zu ab.

Die Abstände der gefundenen Dupletts sind kleiner als in den bisher erörterten Fällen. Das kann nicht wundernehmen, denn die Wellenlängen sind kleiner als bei den Salzen des Kalziums und des Strontiums. Es scheint überdies, daß sich zwischen diesem Spektrum und den zuvor behandelten keinerlei Beziehungen aufstellen lassen, da die Struktur der Banden nicht mehr dieselbe ist.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Fluorbaryums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H = 10000$ umgerechnet)
			Bande *A*	
2	4950,85	10	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,24 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein nahezu symmetrisches Quadruplett, das vielleicht umgekehrt sein würde.
3	4952,66	9		
4	4954,33	8		
5	4955,97	7		
6	4957,52	6		
7	4959,03	5		
8	4960,47	4		
9	4961,77	3		
10	4962,97	2		
11	4964,22	1		
			Bande *B*	
15	4992,23	1,5	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,12 Å.-E.	? ?
16	4995,13	1		
			Bande *C*	
18	5000,71	6	Normales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa +0,24 Å.-E.	? ?
19	5003,74	5,5		
20	5006,71	5		
21	5009,54	4,5		
22	5012,29	4		
23	5015,08	3,5		

Chlorbaryum. Bei diesem Körper waren, gerade wie bei dem eben besprochenen, die Photographien schwer aufzunehmen. Beobachtet man die Änderungen des Spektrums unter dem Einflusse des Magnetfeldes mit dem Auge durch ein Okular, so erhält man die nachstehenden Ergebnisse, die natürlich zum Teil weniger sicher sind als die auf photographischem Wege gewonnenen: Zunächst findet man, daß die Banden *M* und *P* aus Komponenten bestehen, die nach der roten Seite hin abfallen, während die Banden selbst nach der violetten Seite hin schwächer werden. Diese Banden finden sich in Figur 12 und 13. Infolge des Übereinandergreifens dieser beiden Banden kann man nur schwer klar erkennen, wie sich die Bande *M* unter dem Einfluß des Feldes verhält. Schreitet man dann weiter nach dem roten Ende hin fort, so trifft man auf eine schwache Bande (bei $\lambda = 5166{,}08$ Å.-E.), die anscheinend das anormale longitudinale Zeemanphänomen aufweist, gerade wie die Banden $\lambda = 5192{,}16$ Å.-E. und $\lambda = 5241{,}50$ Å.-E. (Bande *Q*). Dagegen scheinen die sehr wenig intensive Bande $\lambda = 5168{,}17$ Å.-E. und die Bande $\lambda = 5244{,}30$ Å.-E. (Bande *R*) das normale Phänomen zu geben. Nebenbei sei bemerkt, daß die Komponenten der Banden *Q* und *R* sehr eng gedrängt liegen,

was die Beobachtung des Zeemanphänomens noch mehr erschwert.

Ergebnisse der Untersuchung des Zeemanphänomens an gewissen Banden im Emissionsspektrum des Chlorbaryums.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Beobachtung parallel zur Feldrichtung (auf $H=10000$ umgerechnet)	Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung (auf $H=10000$ umgerechnet)	Bemerkungen
			Bande *M*		
13′	5118,62	1,4	Scheint das anormale Phänomen zu geben. ? ?	Scheint ein symmetrisches Duplett zu geben. ? ?	
12′	5120,07	1,7			
11′	5121,46	2			
10′	5122,86	2,3			
9′	5124,20	2,6			
8′	5125,58	2,9			
7′	5126,93	3,2			
6′	5128,30	3,5			
5′	5129,69	3,8			
4′	5131,02	4,1			
3′	5132,30	4,4			
2′	5133,65	4,7			
1′	5134,90	5			
			Bande *P*		
18	5117,05	4,8	Anormales Phänomen. Der Abstand des Dupletts beträgt etwa —0,26 Å.-E.	Jede Komponente gibt ein nahezu symmetrisches Quadruplett, dasumgekehrt sein würde, und dessen Dupletts einen Abstand von etwa 0,26 Å.-E. und 0,29 Å.-E. haben.	
17	5118,45	5,1			
16	5119,83	5,4			
15	5121,17	5,8			
14	5122,43	6,1			
13	5123,73	6,4			
12	5125,12	6,7			
11	5126,38	7			
10	5127,66	7,3			
9	5129,04	7,6			
8	5130,34	7,9			
7	5131,67	8,2			
6	5132,89	8,5			
5	5134,12	8,8			
4	5135,35	9,1			
3	5136,59	9,4			
2	5137,81	9,7			
1	5139,07	10			
			Bande *Q*		
4	5239,92	0,5	Anormales Phänomen. ? ?	? ?	Ergebnis visueller Beobachtung.
3	5240,45	1			
2	5240,95	1,5			
1	5241,50	2			
			Bande *R*		
4	5242,84	0,5	Normales Phänomen. ? ?	? ?	Ergebnis visueller Beobachtung.
3	5243,29	1			
2	5243,76	1,5			
1	5244,30	2			

Zusammenfassung. Wir haben festgestellt, daß die Komponenten der Emissionsbanden der in der Flamme verdampften Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalien sowohl in Richtung der Kraftlinien als auch senkrecht zur Feldrichtung das Zeemanphänomen zeigen. Im ersteren Falle geben gewisse Banden das normale, andere dagegen das anormale longitudinale Phänomen. Senkrecht zur Feldrichtung geben alle Komponenten der für das Feld empfindlichen Banden normale oder anormale Dupletts oder Quadrupletts.

Will man den Versuch machen, die Banden dieser verschiedenen Spektren zueinander in Beziehung zu setzen, so muß man zunächst die Kalzium- und Strontiumverbindungen einander zuordnen und die Baryumverbindungen beiseite lassen. Beschränken wir uns nämlich auf die Banden, die hier in ihren Einzelheiten untersucht worden sind, so fallen die den beiden erstgenannten Körpern angehörenden Banden nach der violetten Seite hin ab, während bei den Baryumverbindungen das Gegenteil der Fall ist. Ferner ist der Typus der Formel für die Schwingungszahlen der Komponenten einer Bande:

bei den Kalzium- und Strontiumsalzen

$$N = A - (C + Bm)^2,$$

während er beim Fluorbaryum

$$N = A + (C - Bm)^2$$

und beim Chlorbaryum

$$N = A + (Bm + C)^2$$

ist. Hier sind A, B und C positiv, und für $m = 0$ erhält man die Schwingungszahl der intensivsten Komponente der Bande.

Wir dürfen hoffen, daß das Vorkommen des Zeemanphänomens bei all diesen Banden die Möglichkeit bieten wird, neue Bindeglieder zwischen ihnen zu finden, und das sehr verwickelte Studium ihrer Beziehungen, beispielsweise zu der chemischen Zusammensetzung des Körpers, der sie emittiert, zu erleichtern.

IV. Untersuchung des Fluorsiliziumspektrums.

Ich habe in derselben Weise die Wirkung eines Magnetfeldes auf das schöne Spektrum des Fluorsiliziums in Geißlerschen Röhren untersucht. Dabei habe ich mich auf die Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens an den Emissionsbanden dieses Körpers beschränkt.

Die benutzte Geißlerröhre. Zunächst ist zu bemerken, daß man die Entladung in der Röhre parallel zu den Kraftlinien erfolgen lassen muß, wenn man die störenden Nebenerscheinungen vermeiden will, wie sie von Chautard und später von Cotton[1]) beobachtet worden sind, wenn der kapillare Teil der Geißlerschen Röhre senkrecht zur Feldrichtung steht. Aber das genügt noch nicht: die größte Schwierigkeit, der man begegnet, wenn es sich um die Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens am Spektrum eines in einer Geißlerschen Röhre enthaltenen Gases handelt, besteht nämlich darin, die Lichtquelle

1) A. Cotton, Le phénomène de Zeeman, S. 31.

ganz und gar in das Magnetfeld zu bringen. Wenn nämlich ein leuchtender Teil der Röhre nicht im Felde liegt, so gibt er das gewöhnliche Spektrum der Substanz, und man erhält dann auf der photographischen Platte ein Gemisch aus dem gewöhnlichen und dem durch das Feld beeinflußten Spektrum. Man kann nun mit durchbohrten Polschuhen bei den gewöhnlichen Elektromagneten keine beträchtliche Feldstärke erhalten, und infolgedessen ist der Zeemaneffekt gering und bleibt unter solchen Verhältnissen unbemerkt.

In dem besonderen Falle, daß man mit Fluorsilizium arbeitet, besteht noch eine weitere Schwierigkeit: das Gas zersetzt sich unter dem Einfluß der Entladung, und die Röhre entleert sich fast gänzlich. Will man das vermeiden, so braucht man nur nach dem Vorgange von Capstick[1]) und von Gehlhoff[2]) zu verfahren und von Zeit zu Zeit frisches Gas in das Entladungsrohr einzulassen, oder einen langsamen Gasstrom unter passendem Druck hindurchzuschicken. Um schließlich zu vermeiden, daß die bei der Zersetzung des Gases auftretenden Niederschläge die durchsichtige Röhrenwandung, durch die das Licht hindurchtreten soll, undurchlässig machen, muß man diese Wandung möglichst weit von dem leuchtenden Gebiet im Gase entfernt halten.

Die Röhre, die ich in einem Luftschlitz von 12,8 mm zwischen den Polschuhen verwendet habe, ist in Figur 14 abgebildet. Ihre Wände bestehen aus folgenden Teilen: in der Figur von links nach rechts fortschreitend: einem Glasrohr mit der Aluminiumanode A, einem Troge C mit dem Deckel C', beide gleichfalls aus Aluminium, und einer Glasröhre U, die von einer nicht gehärteten Spiegelglasplatte V verschlossen wird. Die Verbindungen zwischen den einzelnen Teilen dieses Gefäßes sind mit Golaz-Mastix gekittet[3]).

Die Lichtquelle besteht aus dem ganz und gar im Magnetfelde liegenden kapillaren Teile S. Die Kathode wird von dem Troge C gebildet. Damit kein Licht von der Anode A reflektiert wird, ist diese an ihrem S zugekehrten Ende spitz angeschnitten. Schließlich wird das emittierte Licht in der Richtung SV ausgenutzt; es verläuft also in der Achse der Kerne des Elektromagnets, dessen Polschuhe man in P und P' sieht. Zwei Ebonitkappen E, E' verhindern eine Berührung zwischen der Röhre und dem Elektromagnet.

Das frische Gas tritt durch das kleine Aluminiumröhrchen T ein und entweicht durch das Glasrohr der Anode, das an die Pumpe angeschlossen ist. Ein Quecksilbermanometer gibt den Druck des Gases beim Eintritt in das Röhrchen T an, und ein zweites Quecksilbermanometer ist zwischen die Röhre A und die Pumpe eingeschaltet. Die Gaszufuhr wird durch einen in der Figur nicht mit gezeichneten Hahn geregelt, und ein zweiter Hahn gestattet, die Wirkung der Geryck-Pumpe zu regulieren, mit der die Evakuierung erfolgt. Zweckmäßig öffnet man diese beiden Hähne so weit, daß das Gas beständig in der Röhre zirkuliert, durch welche die Entladung hindurchgeht, und daß der Druck dort gleichmäßig auf einigen Millimetern Quecksilber bleibt; das ist mit Hilfe der beiden Manometer sehr leicht zu bewerkstelligen.

Das Gas wurde nach dem klassischen Verfahren hergestellt: ich ließ reine Schwefelsäure im Überschuß auf ein Gemisch von Kieselsäure und Fluorkalzium einwirken. Das Gas wurde über Phosphorsäureanhydrid getrocknet und in einem mit zwei passenden Hähnen ausgestatteten und an das Röhrchen T angeschlossenen Glasbehälter gesammelt.

Spektrum des Fluorsiliziums. Bringt man eine solche Röhre durch die gewöhnliche Entladung eines Induktoriums zum Leuchten, so erhält man ein ziemlich helles blaues Licht, das bei Betrachtung im Spektroskop ein prächtiges Bandenspektrum zeigt. Die Banden bestehen aus Komponenten von sehr komplexer Struktur, die nach dem roten Ende des Spektrums hin abfallen und im allgemeinen von einem auf der violetten Seite scharf begrenzten Grat gebildet sind, der auf der roten Seite von einem kontinuierlichen Hintergrunde begleitet ist. Auf diesem Hintergrunde sieht man in einigen Fällen eine dunkle Linie, die einer Absorptionslinie ähnelt; noch weiter nach dem roten Ende zu wird dann dieser Hintergrund diskontinuierlich; dabei nimmt er an Intensität ab. Die Banden selbst bestehen aus mehreren derartigen Komponenten und fallen nach derselben Richtung hin ab, das heißt, die Intensität der Komponenten nimmt ab, je weiter man nach Rot hin fortschreitet.

Longitudinales Zeemanphänomen. Die Figuren 15 und 16 zeigen das Spektrum des Fluorsiliziums unter der Einwirkung des Magnetfeldes ($H = 10900$) bei eingeschaltetem bizirku-

1) Capstick, Proc. Roy. Soc. **63**, 356, 1898.
2) Gehlhoff, Ann. d. Phys. (4) **24**, 553, 1907.
3) Unter der Einwirkung der hindurchgehenden Entladung erwärmt sich die Geißlerröhre; ebenso steigt die Temperatur des die Röhre tragenden Elektromagnets infolge des dauernd durch die Spulen fließenden Stromes beträchtlich. Aus diesen beiden Gründen ist es erforderlich, sämtliche mit Golaz-Mastix ausgeführte Kittungen, die luftdicht halten müssen, gegen Erhitzung durch Berührung oder durch Strahlung zu schützen. Zu diesem Zwecke ist in den Körper des Troges C eine ringförmige Nute R gegraben worden, in der dauernd ein Wasserstrom fließt; dieser wird tropfenweise durch das Rohr M zugeführt und fließt ebenso durch das Rohr N wieder ab. Ebenso wird die Kittung zwischen der Platte V und der Röhre U durch eine kleine Kühlvorrichtung r gegen die Strahlung des Elektromagnets geschützt. Diese Kühlvorrichtung r wird durch die Röhren m und n gespeist, die dauernd von einem Wasserstrom durchflossen werden.

larem Analysator. Man kann an den Figuren sehen, daß gewisse Komponenten das anormale longitudinale Phänomen, andere dagegen das normale Phänomen zeigen, dessen Sinn durch die Quecksilberlinie (Linie 15) festgelegt ist. Die Aufnahme in Figur 16 ist weniger intensiv als die in Figur 15 und zeigt diese Wirkung des Feldes deutlicher. Ich lasse nunmehr die Tabelle der Ergebnisse folgen.

Ergebnisse der Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens an den Banden im Emissionsspektrum des Fluorsiliziums in Geißlerschen Röhren.

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Natur des beobachteten Phänomens	Angenäherter Wert des Dupletts in einem Felde von 10000 Einheit., in Å.-E.	Einteilung der Komponenten der Banden		
4	4240,81	4	Normal	+0,17			
5	4270,19	3	Anormal	—0,11			
6	4271,55	5	Normal	+0,15			
7	4295,71	2	Anormal	? ?			
8	4298,85	1	Anormal	? ?			
9	4301,29	4	Anormal	—0,13			
10	4304,21	6	Normal	+0,15			
11	4329,44	3	Null	0			
12	4333,96	5	Anormal	—0,10			
13	4338,17	4	Normal	+0,17			
14	4353,91	1	Null	0			
15	4358,38	10	Normal	+0,34	Quecksilberlinie.		
16	4365,40	3	Normal	? ?			
17	4368,34	18	Normal	+0,19	X		
18	4388,66	6	Anormal	—0,11		Y	
19	4398,38	15	Normal	+0,19	X		
20	4400,63	20	Anormal	—0,13			Z
21	4420,99	5	Anormal	—0,09		Y	
22	4429,90	10	Normal	+0,18	X		
23	4430,35	13	Anormal	—0,11			Z
24	4454,61	4	Anormal	—0,08		Y	
25	4462,05	10	Anormal	—0,16			Z
26	4463,27	7	Normal	+0,20	X		
27	4489,71	3	Anormal	—0,11		Y	
28	4495,83	8	Anormal	—0,18			Z
29	4498,66	6	Normal	+0,20	X		
30	4526,50	1	Anormal	—0,10		Y	
31	4531,70	3	Anormal	—0,18			Z
32	4535,99	2	Normal	? ?	X		
33	4565,05	0,5	Anormal	? ?		Y	
34	4569,53	1	Anormal	? ?			Z
35	4575,21	0,5	? ?	? ?	X		

Die angenäherten Messungen des Zeemanphänomens an diesen Komponenten im Verein mit den Beobachtungen, die sich aus dem allgemeinen Bild des Spektrums ergeben, gestatten, die intensivsten Komponenten mit großer Leichtigkeit in drei Banden einzuteilen, die ich in vorstehender Tabelle mit den Buchstaben *X*, *Y*, *Z* bezeichnet habe.

Die Schwingungszahlen[1]) für die Bande *X* werden mit recht befriedigender Genauigkeit durch die Formel

$$N = 24577{,}7 - (1{,}848\,m + 41{,}072)^2$$

wiedergegeben. In dieser Bande ist das longitudinale Zeemanphänomen normal, und der angenäherte Wert der Dupletts der Komponenten beträgt in einem Felde von 10000 Gauß +0,20 Å.-E.

Die Bande *Y* wird durch die Gleichung

$$N = 25481{,}7 - (1{,}576\,m + 51{,}92)^2$$

dargestellt. Sie zeigt ein anormales Phänomen und hat unter denselben Verhältnissen im Mittel den Wert —0,10 Å.-E.

Der Bande *Z* schließlich entspricht die Gleichung

$$N = 24177{,}1 - (1{,}953\,m + 38{,}12)^2.$$

Diese Bande verhält sich wie die vorige und der Mittelwert der erhaltenen Dupletts beträgt, ebenfalls in einem Felde von 10000 Einheiten, —0,15 Å.-E.

Es ist zu bemerken, daß noch Komponenten von geringerer Intensität als die genannten vorhanden sind. Ich habe sie ebensowenig in Banden eingeordnet wie die beiden Linien $\lambda = 4128{,}06\ \mu\mu$ und $\lambda = 4130{,}87\ \mu\mu$, die dem Silizium anzugehören scheinen und das normale Phänomen zeigen[1]).

V. Untersuchung des zweiten Wasserstoffspektrums.

Alle bislang untersuchten Spektren sind solche zusammengesetzter Körper, wie Cotton und ich[2]) im Verlaufe unserer Untersuchungen erwähnt haben. Diese Spektren kommen Molekülen zu, und es ergab sich nun die Frage, ob sich nicht Spektren finden ließen, die Molekülen einfacher Körper zukommen und gleichfalls das anormale Phänomen aufweisen. Der Versuch hat eine bejahende Antwort auf diese Frage gegeben, und zwar für das zweite Wasserstoffspektrum, das, wie ich gezeigt habe[3]), wohl dem Wasserstoff zukommt und zweifellos dessen Molekül charakterisiert.

Die benutzte Geißlerröhre. Figur 17 zeigt die Geißlerröhre, die ich dafür bei einem Luftschlitz von 11,4 mm zwischen den Polschuhen benutzt habe. Man findet an ihr die wesent-

1) Ich habe die reziproken Werte der Wellenlängen in Luft genommen, und sie nicht, wie es richtiger gewesen wäre, auf den leeren Raum bezogen.

1) Diese beiden Linien treten erst auf, nachdem die Röhre einige Zeit in Betrieb gewesen ist, und rühren zweifellos von dem Silizium her, das sich auf der Anode niederschlägt. Sie zeigen sehr deutlich den Doppler-Effekt: statt einer geraden Linie, wie gewöhnlich, erhält man bei jeder dieser beiden Strahlungen eine deformierte Linie mit einem Umkehrpunkt. Ich halte die Annahme für zulässig, daß sie von Silizium herrühren. Berechnet man mit Hilfe des beobachteten Doppler-Effektes (0,09 Å.-E.) die Geschwindigkeit der Verschiebung, so findet man bei den, übrigens schlecht definierten, elektrischen Verhältnissen, unter denen die Röhre arbeitet, eine Geschwindigkeit von ungefähr 7 km in der Sekunde.

2) A. Dufour, C. R. **148**, 231, 1908.

3) A. Dufour, Thèse, 1906; Ann. de Ch. et de Phys. (8) **9**, 361, 1907.

lichen Teile der für Fluorsilizium benutzten wieder, jedoch mit folgenden Vereinfachungen: Man hat hier keine Niederschläge aus dem Gase zu befürchten, und die Glasplatte V hat deshalb die Stelle des Aluminiumdeckels C' in Figur 14 erhalten; der dauernde Gasstrom ist nicht mehr unerläßlich, und deshalb ist der Platindraht, der die Anode A trägt, in das Glas eingeschmolzen; der Wasserstoff wird durch Diffusion durch einen Osmoregulator aus Platin bei Rotglut gewonnen und tritt durch das Röhrchen T ein, durch das gleichfalls das Auspumpen erfolgt. Eine derartige Geißlerröhre ist bequemer zu handhaben als die früher benutzte, hat aber eine beschränkte Lebensdauer, weil die Entladung die Glasplatte V in der Mitte trifft. Nach Verlauf mehrerer Tage verändert sich das Glas so, daß man in der nutzbaren Richtung SL fast kein Licht mehr erhält.

Longitudinales Zeemanphänomen. Ich hatte bereits auf einige gelbe und grüne Linien in diesem zweiten Spektrum hingewiesen, die das Zeemanphänomen zeigen, aber ich hatte sie unter diesem Gesichtspunkte nur im senkrecht zur Feldrichtung ausgesandten Licht untersucht.

Jetzt habe ich dagegen nur das longitudinale Zeemanphänomen untersucht, und zwar teils subjektiv mittels eines Okulars, nämlich in dem Teile des Spektrums, wo das Auge empfindlich ist, teils mit Hilfe der Photographie, nämlich im Blau und im Violett. Dabei habe ich besonders die anormalen Linien aufgesucht. Natürlich habe ich alle bereits von mir als empfindlich gegen das Magnetfeld bezeichneten Linien wiedergefunden, aber sie schienen in diesem Teile des Spektrums alle das normale longitudinale Zeemanphänomen zu zeigen, mit Ausnahme einer Linie, $\lambda = 5778$ Å.-E. Diese Linie ist anormal, und der Abstand des Dupletts ist klein. Dicht neben ihr befindet sich die Linie $\lambda = 5784{,}4$ Å.-E., die das normale Phänomen zeigt. Ich habe in diesem Gebiete keine photographischen Aufnahmen gemacht. Die folgende tabellarische Übersicht enthält die sämtlichen Ergebnisse, die ich im Blau und im Violett erhalten habe. Die Aufnahme in Figur 18 gibt einen Teil davon wieder.

Wie aus folgender Tabelle ersichtlich, kann man diese Linien in drei Gruppen teilen: Die erste dieser Gruppen bilden die Linien, welche das normale Phänomen zeigen; diese sind zahlreich. Die zweite Gruppe umfaßt Linien, die für das Magnetfeld unempfindlich sind, oder wenigstens in dem schwachen Felde, das ich erreicht habe ($H = 11700$) unempfindlich zu sein scheinen. Die dritte Gruppe endlich besteht aus Linien, die das anormale longitudinale Phänomen aufweisen, und die in Wirklichkeit wenig zahlreich und, mit Ausnahme der Linien α und ϱ, wenig intensiv

Ergebnisse der Untersuchung des longitudinalen Zeemanphänomens an den Linien des zweiten Wasserstoffspektrums in Geißlerschen Röhren.

(Von $\lambda = 4340$ Å.-E. bis $\lambda = 4765$ Å.-E.)

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Natur des beobachteten Phänomens	Angenäherter Wert des Dupletts in einem Felde von 10000 Einheit., in Å.-E.	Bemerkungen
30	4340,29	10	Normal	? ?	Linie des ersten Spektrums.
31	4358,29	10	Normal	+0,28	Quecksilberlinie.
32	4379,43	3	Null	0	
33	4384,51	3	Normal	+0,06	
34	4390,94	3	Null	0	
35	4398,19	4	Anormal	−0,03	Sehr schwaches Phänomen.
36	4412,31	6	Normal	+0,11	
37	4414,26	4	Null	0	
38	4415,06	2	Normal	+0,09	
39	4417,38	5	Normal	+0,05	
40	4422,74	2	Normal	? ?	
41	4445,30	4	Normal	+0,08	
42	4447,59	4	Normal	+0,09	
43	4456,67	7	Null	0	
44	4458,80	5	Normal	+0,02	
45	4461,02	6	Normal	+0,16	
46	4467,19	3	Null	0	
47	4474,31	2	Normal	? ?	
48	4486,15	2	Normal	? ?	
49	4487,83	5	Normal	+0,18	
50	4490,48	5	Normal	+0,05	
51	4498,14	5	Normal	+0,20	
52	4498,58	5	Null	0	
53	4502,02	6	Null	0	
54	4505,70	7	Null	0	
55	4514,38	5	Null	0	
56	4520,04	4	Anormal	−0,03	Sehr schwaches Phänomen.
ε	4523,29	2	Anormal	−0,06	Etwas verschwommen.
57	4524,22	3	Normal	+0,09	
φ	4532,03	3	Anormal	−0,03	
58	4534,64	5	Null	0	
59	4538,37	4	Normal	+0,14	
60	4539,21	1	Normal	? ?	Verwaschen.
61	4543,73	5	Null	0	
62	4551,00	7	Null	0	
ϱ	4558,31	4	Anormal	−0,09	Fein und scharf.
65	4563,71	5	Null	0	
66	4568,14	8	Null	0	
1	4575,82	5	Null	0	
2	4577,99	4	Null	0	
3	4579,43	4	Null	0	
4	4579,98	8	Null	0	
5	4581,51	3	Normal	+0,14	
6	4582,56	6	Null	0	
7	4598,47	2	Normal	+0,19	Diffus.
8	4607,42	3	Normal	? ?	
9	4618,30	5	Normal	+0,06	
10	4625,33	4	Normal	+0,17	
11	4627,99	6	Normal	+0,12	
12	4631,46	5	Normal	+0,15	
13	4631,86	7	Normal	+0,18	
14	4634,03	8	Normal	+0,13	
15	4634,61	6	Normal	+0,09	
16	4645,37	1	Null	0	
α	4653,03	4	Anormal	−0,12	Deutlich anormales Phänomen.
17	4661,42	2	Null	0	
18	4662,83	4	Null	0	
19	4665,63	2	Null	0	

Ordnungszahl (willkürlich)	Wellenlänge in Å.-E.	Intensität	Natur des beobachteten Phänomens	Angenäherter Wert des Dupletts in einem Felde von 10000 Einheit., in Å.-E.	Bemerkungen
β	4667,14	1	Anormal	—0,09	
20	4671,32	5	Null	0	
γ	4673,14	1	Anormal	—0,11	Deutlich anormales Phänomen.
21	4679,12	3	Null	0	
22	4682,37	3	Null	0	
23	4683,86	5	Null	0	
24	4690,24	3	Null	0	
δ	4692,11	1	Anormal	—0,14	Verwaschen; deutlich anormales Phänomen.
25	4709,57	2	Normal	? ?	
26	4719,06	4	Normal	+0,05	
27	4723,05	5	Normal	+0,10	
28	4764,39	2	Null	0	

sind, wie aus der Abbildung nach der Originalplatte hervorgeht. Ich habe keine Beziehung zwischen ihren Schwingungszahlen gefunden. Die Struktur des zweiten Wasserstoffspektrums scheint übrigens recht kompliziert zu sein, und es ist bisher noch nicht gelungen, die in ihm enthaltenen Linien systematisch zu gruppieren. Die Ausdehnung der Untersuchung des Zeemanphänomens auf das ganze zweite Spektrum des Wasserstoffs wird uns auch hier wiederum zweifellos die Möglichkeit bieten, die Aufsuchung dieser Gruppen zu erleichtern.

VI. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen.

Die hauptsächlichen neuen Ergebnisse, die in der vorliegenden Arbeit erhalten worden sind, lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Zunächst habe ich die Banden der Emissionsspektren der Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalien bei Verdampfung in der Flamme unter dem Gesichtspunkte der Wirkung eines Magnetfeldes untersucht. Bekanntlich bestehen diese Banden aus einer gewissen Anzahl von Komponenten, die nach einer gewissen, aber je nach dem untersuchten Körper verschiedenen Seite hin abfallen, und deren Schwingungszahlen die von Deslandres besonders für Banden aufgestellte Formel

$$N = A + (C + Bm)^2$$

erfüllen.

Unter diesen Banden sind solche, deren Komponenten das Zeemanphänomen sowohl in Richtung der Kraftlinien als auch senkrecht zum Magnetfelde zeigen. Die Abstände der Dupletts sind von derselben Größenordnung, wie man sie gewöhnlich bei den Linien findet. Dieselben Ergebnisse findet man auch an den Komponenten der umgekehrten Banden, wenn eine solche Umkehrung möglich ist. Die angenäherten Messungen, die ich ausgeführt habe, deuten anscheinend darauf hin, daß sämtliche Komponenten einer und derselben Bande sich im Magnetfelde gleichartig verhalten. Ich beabsichtige, in Zukunft noch weitere, genauere Messungen anzustellen, um diesen Punkt festzustellen.

2. Das longitudinale Zeemanphänomen, das an den Banden dieser Körper zu beobachten ist, ist bald normal, bald anormal. Das normale Phänomen wird durch folgende wohlbekannte Regel charakterisiert: Der Drehungssinn der beschleunigten Schwingung des magnetischen Dupletts ist derselbe wie der der Ampereströme, die dem Felde entsprechen. Das gleichzeitige Auftreten dieser beiden Erscheinungen steht außer Zweifel, denn man erhält sie oft zusammen und gleichzeitig auf derselben Platte. Die Komponenten, die das normale longitudinale Zeemanphänomen aufweisen, geben magnetische Dupletts, deren Zirkularpolarisation vollkommen ist, und die man daher mit Hilfe eines bizirkularen Analysators vollständig voneinander trennen kann. Dagegen liefern die Komponenten, die das anormale longitudinale Phänomen geben, Dupletts mit unvollkommener Zirkularpolarisation. Diese beiden Ergebnisse habe ich völlig zweifelsfrei an den Banden D, D', D'' im Spektrum des Fluorkalziums festgestellt.

3. Bei Beobachtung des Zeemanphänomens an senkrecht zu den Kraftlinien ausgesandtem Licht sieht man jede Komponente der vorgenannten Banden sich so verwandeln, daß sie für beide möglichen Schwingungsrichtungen zusammen entweder normale Quadrupletts liefert — das ist beispielsweise bei der Bande h des Chlorstrontiums der Fall —, oder symmetrische Dupletts — und das ist der häufigste Fall —, oder schließlich umgekehrte Quadrupletts — dieser Umstand ist seiner Seltenheit wegen interessant; die Fluorkalziumbande D'' liefert ein Beispiel hierfür —. Die erhaltenen Ergebnisse habe ich im einzelnen durch Zahlentabellen und Photographien erläutert.

4. Ich habe ferner das Spektrum des Fluorsiliziums in einer Geißlerschen Röhre untersucht, und zwar unter dem doppelten Gesichtspunkte einmal seiner spektroskopischen Konstitution, zweitens seiner Veränderung im Magnetfelde, aber nur beim longitudinalen Zeemanphänomen. Ich habe die Geißlerröhre beschrieben, durch die dauernd ein Strom des zu untersuchenden Gases fließt, und die dank ihrer besonderen Bauart mir die Möglichkeit geboten hat, dem leuchtenden Teile des Gases eine Länge von nur einigen Millimetern zu geben, und ihn ganz und gar im

Magnetfelde anzuordnen. Es folgen die erhaltenen Ergebnisse.

Ich habe die intensivsten Komponenten dieses Spektrums, die sämtlich nach Rot hin abfallen, in drei Banden einreihen können, die gleichfalls nach Rot hin abfallen. Ich habe die Wellenlängen dieser Komponenten in Luft angegeben, sowie die Formeln der ihnen zukommenden Schwingungszahlen. Das longitudinale Zeemanphänomen, das die Komponenten dieser Banden aufweisen, ist bei einer dieser Banden normal, während es bei den beiden andern anormal ist. Die Werte für die Abstände der magnetischen Dupletts sind für die verschiedenen Banden nicht dieselben. — Eine Zahlentabelle und zwei Photographien legen die Ergebnisse fest.

5. Endlich habe ich die früheren Beispiele, welche die Banden in den Spektren zusammengesetzter Körper geliefert haben, an den Linien im zweiten Spektrum des Wasserstoffs in einer Geißlerröhre wiedergefunden; ich war dazu gelangt, dieses Spektrum dem Wasserstoffmolekül zuzuschreiben. Die Beobachtungen parallel zu den Kraftlinien haben meine früheren Untersuchungen vervollständigt und gezeigt, daß die Linien in drei Gruppen zerfallen: Die einen liefern das normale Phänomen; andere sind unempfindlich gegen das Feld; eine dritte Gruppe schließlich (α, β in den Aufnahmen) wird von solchen Linien gebildet, die das anormale longitudinale Zeemanphänomen zeigen.

Halte ich mich an die bisher gewonnenen Ergebnisse, so kann ich sie dahin zusammenfassen, daß allem Anscheine nach das anormale longitudinale Zeemanphänomen, sowohl in den von mir untersuchten Emissionsspektren, als auch in den Absorptionsspektren der seltenen Erden, nur in den Spektren der Moleküle auftritt.

Ein einfaches Mittel zur Erklärung der Tatsachen würde darin bestehen, nach dem Vorgange von J. Becquerel das Vorhandensein negativer und positiver Elektronen anzunehmen. Die Banden und die Linien, welche das normale Phänomen geben, würden dann von negativen Elektronen, die anderen von positiven Elektronen emittiert werden. Da die Abstände der gefundenen Dupletts in allen Fällen, ausgenommen nur die Banden des Xenothims, sehr nahezu gleich sind, so müßte man annehmen, daß bei diesen Elektronen die Werte für das Verhältnis e/m der Ladung zur Masse von derselben Größenordnung sind. Die Banden, deren magnetische Dupletts keine vollkommene Zirkularpolarisation zeigen, würden gleichzeitig von negativen und positiven Elektronen mit demselben e/m emittiert werden. Diese Hypothese wird offenbar größeres Gewicht haben, wenn in den Vakuumröhren positive Elektronen existieren, die den bekannten negativen Elektronen analog sind, wie kürzlich Jean Becquerel [1]) angegeben hat. Wird diese Entdeckung unwiderleglich nachgewiesen [2]), so werden wir vielleicht in den Theorien des Zeemanphänomens mit positiven Elektronen zu rechnen haben.

Indessen würden wir auf diesem Wege mindestens einer Schwierigkeit begegnen: Woher kommt es, daß alle Serienlinien, und zwar ohne daß eine Ausnahme bekannt wäre, das normale longitudinale Zeemanphänomen zeigen? Sie rühren also ausschließlich von negativen Elektronen her. Wir hätten hier eine schwer annehmbare Verschiedenheit in den Eigenschaften solcher Elektronen, die sich nur durch das Vorzeichen ihrer Ladung voneinander unterscheiden sollen.

Nun hat man tatsächlich nur an solchen Spektren, die von einem schwingenden Molekül ausgesandt werden, anormale Zeemanphänomene in Richtung der Kraftlinien festgestellt. Da nun nach der Theorie die Linien uns auf negative Elektronen führen, so können wir nur fragen, ob wir nicht, entgegen allem Anschein, solche Banden und Linien, die ein anormales Phänomen ergeben, eben diesen negativen Elektronen zuschreiben müssen, die aber vermutlich in diesem Falle nicht mehr in einfachen Bahnen innerhalb des Atomes schwingen würden, sondern unter der Wirkung sehr komplexer Kräfte ständen, die von sämtlichen das Molekül darstellenden Atomen herrührten, und daß sie infolgedessen komplizierte Bahnen beschreiben müßten. Genaueres würde sich übrigens sehr schwer feststellen lassen. Trotz der Arbeiten von Lorentz und von Voigt über das Zeemanphänomen, und besonders der Arbeiten von Ritz, der allein gleichzeitig die Spektralserien und die Mehrzahl der bekannten Formen einer Einwirkung eines Magnetfeldes zu erklären versucht hat, trotz all dieser Arbeiten wissen wir noch nichts Genaues über die Konstitution eines Atoms, und jede Theorie verlangt Hypothesen, die weit über die bekannten Tatsachen hinausgehen. Wir wissen daher noch viel weniger, wie ein Molekül gebaut ist.

Mag nun die Ansicht von den positiven Elektronen zur Herrschaft gelangen, oder nicht, jede Erklärung des Zeemanphänomens wird besonders über folgende Tatsachen Rechenschaft zu geben haben: Wir kennen keine Serienlinien, die längs der Kraftlinien das anor-

1) J. Becquerel, C. R. **146**, 1308; **147**, 121, 1908. — Le Radium **5**, 195, 1908; vergl. auch diese Zeitschr. **8**, 632, 1907.

2) Zu diesem Zwecke müßte man nach einer direkten und zuverlässigen Methode das Vorzeichen der Ladung dieser Elektronen bestimmen und außerdem ihr e/m mindestens näherungsweise messen. (Vergl. auch: Bestelmeyer, diese Zeitschr. **9**, 541, 1908.)

male Phänomen geben; es gibt Linien, die gegen das Magnetfeld unempfindlich sind; solche Komponenten der Banden der bisher untersuchten Körper, die nach einer bestimmten Seite hin abfallen, sind gegen das Magnetfeld empfindlich, liefern aber kein reines Triplett, während andere Banden, die aus feinen Komponenten bestehen, keine Veränderungen erleiden; schließlich liefern die Komponenten der Banden, die das anormale longitudinale Zeemanphänomen zeigen, Dupletts mit unvollkommener Zirkularpolarisation.

Paris, Physikalisches Laboratorium der École Normale Supérieure, August 1908.

(Aus dem Französischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 19. November 1908.)

Zur kinetischen Gastheorie.

Eine kritische Untersuchung.

Von F. Cohen.

Wir werden damit anfangen, zu untersuchen, ob die Boltzmannschen Betrachtungen, wie sie in seinen „Vorlesungen über Gastheorie" (Leipzig, Barth, 1895) ausführlich dargestellt sind, wirklich zum Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilungsgesetz führen, ohne Kritik zu üben auf seine verschiedenen Ausgangspunkte, uns also lediglich auf dem von Maxwell und ihm angebahnten Pfade weiterbewegend, um dann, nach erhaltenem Resultate, einige Punkte der kinetischen Gastheorie kritisch zu beleuchten.

§ 1. Auf Seite 30, Band I, des oben zitierten Werkes gelangt Boltzmann in Anlehnung an Maxwell zu den Formeln (25) und (26):

$$\frac{\partial f}{\partial t} = f(f_1' F_1' - f F_1)\,\sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda + \\ + f(f' f_1' - f f_1)\, s^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda$$

nebst

$$\frac{\partial F}{\partial t} = f(f' F_1' - f F_1)\,\sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\lambda + \\ + f(F' F_1' - F F_1)\, s_1^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\lambda.$$

Für den stationären Zustand muß natürlich $\frac{\partial f}{\partial t}$ sowie $\frac{\partial F}{\partial t}$ gleich null sein. Eine Lösung (selbstverständlicherweise nicht die Lösung) des Problems wäre der Fall, wenn die vier zwischen Klammern sich befindenden Größen verschwänden, also wenn wir hätten (27):

$$f' F_1' = f F_1, \quad F' F_1' = F F_1, \quad f' f_1' = f f_1.$$

In § 5, Seite 32 des zitierten Werkes soll nun bewiesen werden, daß die aus den Gleichungen 27 zu folgernde Maxwellsche Geschwindigkeitsverteilung die einzig mögliche sei. Die durch Gleichung (28)

$$H = \int f \lg f\, d\omega + \int F_1 \lg F_1\, d\omega_1$$

bestimmte Lorentzsche H-Funktion hat, wie bewiesen wird, die Eigenschaft der Gleichungen (33), Seite 38, nämlich, daß:

$$\frac{dH}{dt} = -\tfrac{1}{2} \int [l(f' F_1') - l(f F_1)] \\ [f' F_1' - f F_1]\,\sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda \\ -\tfrac{1}{4} \int [l(f' f_1') - l(f f_1)] \\ [f' f_1' - f f_1]\, s^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda \\ -\tfrac{1}{4} \int [l(F' F_1') - l(F F_1)] \\ [F' F_1' - F F_1]\, s_1^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda$$

ist.

Da der Logarithmus stets wächst, wenn sein Argument zunimmt, so hat in jedem der drei Integrale der erste eckig eingeklammerte Faktor stets dasselbe Vorzeichen, wie der danebenstehende zweite. Aus den vorhergehenden Betrachtungen folgt ferner, daß g, $\cos\Theta$ usw. wesentlich positiv sind. Man ersieht daher, daß $\frac{dH}{dt}$ essentiell negativ ist und nur, wenn die Gleichungen (27) erfüllt sind, gleich null wird. Hiermit ist dann, nach Boltzmann, aus seinen spezifischen Voraussetzungen bewiesen, daß die mit H bezeichnete Größe nur abnehmen kann, sowie, daß sich die Geschwindigkeitsverteilung notwendig immer mehr der Maxwellschen nähern muß. (Man vergleiche hierzu auch § 74 f. des zweiten Bandes.)

Letzteres nun ist unrichtig. Betrachten wir eine kleine Störung des stationären Verteilungszustandes, wobei sich also die Gleichungen 27 umwandeln in:

$$\left.\begin{aligned} f' F_1' - f F_1 &= \delta_1, \quad f' f_1' - f f_1 = \delta_2, \\ F' F_1' - F F_1 &= \delta_3, \end{aligned}\right\} \quad (27\,a)$$

worin δ_1, δ_2, δ_3 beliebige kleine Größen sind, so wird die Variation von $\frac{dH}{dt}$:

$$\frac{\delta dH}{dt} = -\tfrac{1}{2} \int \frac{\delta_1^2}{f F_1}\, \sigma^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda - \\ -\tfrac{1}{4} \int \frac{\delta_2^2}{f f_1}\, s^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda - \\ -\tfrac{1}{4} \int \frac{\delta_3^2}{F F_1}\, s_1^2 g \cos\Theta\, d\omega\, d\omega_1\, d\lambda,$$

also unabhängig von δ_1, δ_2, δ_3, eine wiederum essentiell negative Größe. Wenn daher der Maxwellsche Zustand $\frac{dH}{dt} = 0$ macht, entspricht dies nicht einem Minimum der Größe H, sondern einem, nach Boltzmannscher Auffassung, metastabilen Gleichgewichte: ein beliebiger Stoß, z. B. in der Richtung der abnehmenden oder konstanten H, macht $\frac{dH}{dt}$ weiterhin negativ und die Größe H schreitet ihrem definitiven Minimum entgegen [1]). Welches

1) Diese Abweichung muß von selber auftreten. Jede der Gruppen f und F verliert Molekeln durch die Zusammenstöße mit den übrigen Gruppen. Diese müssen kompensiert

dieses Minimum ist, läßt sich leicht einsehen. Sobald sämtliche Funktionen $f d\omega$ und $F_1 d\omega_1$ der Gleichung (28) gleich eins bezw. null sind, wird H ebenfalls gleich 0 [1]). Wir haben dann erst den wahrhaft ungeordneten Zustand erreicht, bei welchem keine zwei Molekeln dieselbe Geschwindigkeit besitzen. Boltzmanns eigene Betrachtungen führen also dazu, das Maxwellsche Verteilungsgesetz als metastabil und daher nicht existenzfähig aufzugeben, und den wahrhaft ungeordneten Zustand als wirklich anzusehen.

Auf Seite 40 f. gibt Boltzmann die dem H-Theorem entsprechende Permutationsformel unseres Problems. Auch hieraus ersieht man, daß die Permutabilität erst dann ein richtiges Maximum ($n!$) erreicht, wenn in der Formel (35)

$$Z = \frac{n!}{(n_1\omega)!\,(n_2\omega)!\,(n_3\omega)!\ldots}$$

sämtliche Größen $(n_1\omega)$ usw. gleich 0 bzw. 1 gesetzt werden, was dem Fall entspricht, daß jedes Molekül seine eigene Geschwindigkeit hat. Das Maxwellsche Verteilungsgesetz würde eine, der Zahl $n!$ gegenüber, verschwindende Permutabilität liefern.

Man hätte dieses Resultat ohne weiteres aus der Form der H-Funktion folgern können. Wo $H = \int f l f\, d\omega + \int F_1 l F_1\, d\omega_1$, während $\int f d\omega = n$ und $\int F_1 d\omega_1 = N_1$, kann man durch beliebige Verkleinerung der Geschwindigkeitszellen ($d\omega_1$ und $d\omega$) erreichen, daß sämtliche $f d\omega$ und $F_1 d\omega_1$ gleich eins oder null sind. Die Funktion H hat daher immer den Wert null [2]), bis einmal der unendlich unwahrscheinliche Fall auftritt, daß zwei oder mehr Molekeln innerhalb eines oder mehrerer der Intervalle $d\omega$ oder $d\omega_1$ gleiche Geschwindigkeiten haben: während der kurzen Zeit, daß dies zutrifft, wird H durch eine gebrochene Linie dargestellt, die alsbald wieder zur t-Achse zurückkehrt, um mit derselben bis zum folgenden Ausnahmefall verschmolzen zu bleiben. Die Häufigkeit dieser Aberrationen ist nicht unter Zahlen zu bringen, kann aber durch Vergrößerung der Feinheit des Gewebes der $d\omega\, d\omega_1$ beliebig herabgedrückt werden. Hiermit sind wir bei dem zweiten Teile unserer Betrachtungen angelangt.

§ 2. Ich habe mich im vorigen Abschnitte ausdrücklich von einer Kritik der statistischen Methode ferngehalten, um dieselbe bei den folgenden Auseinandersetzungen an passender Stelle zur Geltung kommen zu lassen.

Wo wir bei den bekannten Problemen der Wahrscheinlichkeitsrechnung fast immer ohne allzu große Schwierigkeit eine Zählung der möglichen und günstigen Fälle vornehmen können, ist dies bei den sich auf Kontinua beziehenden unbestimmten Problemen der Mechanik ohne weitere Definitionen nicht möglich. Wo z. B. die Molekeln eines Gases Geschwindigkeitskomponenten besitzen, welche alle möglichen absoluten Werte zwischen 0 und einem maximalen Betrag (entsprechend dem Fall, daß eine Molekel die ganze Energie des Gases trägt und die anderen ruhen) haben können, da müssen wir, um eine Zählung verschiedener Fälle vornehmen zu können, ein Genauigkeitsintervall definieren. Die innerhalb eines Intervalls liegenden Werte werden dann als identisch betrachtet, und so können wir die Permutabilität des Wertsystems ermitteln, die selbstverständlich sich mit dem gewählten Genauigkeitsintervall ändert. Um dies durch ein Beispiel zu erläutern, denken wir uns ein Gas, dessen Molekeln alle möglichen Geschwindigkeitskomponenten zwischen $-v_{max}$ und $+v_{max}$ haben können und deren Gesamtenergie gegeben ist. Um den maximal permutablen Zustand zu ermitteln, denken wir uns die Reihe:

$$\underbrace{-\tfrac{1}{2}(n-1),\ -\tfrac{1}{2}(n-3),\ -\tfrac{1}{2}(n-5)\ \ldots\ -4,\ -3,\ -2,\ -1,\ 0,\ +1,\ +2,\ +3,\ +4,\ \ldots\ \tfrac{1}{2}(n-5),\ \tfrac{1}{2}(n-3),\ \tfrac{1}{2}(n-1)}_{(a)}$$

Die Summe der n Glieder ist 0. Die Summe der Quadrate dieser Zahlen ist:

$$\frac{2\cdot\frac{1}{2}(n-1)\cdot\frac{1}{2}n\cdot(n+1)}{1\cdot 2\cdot 3} = \frac{n(n^2-1)}{12}.$$

Ist nun v^2 das mittlere Geschwindigkeitsquadrat eines Gases von n-Molekeln von der Masse m, so ist die Gesamtenergie $\frac{1}{2}nmv^2$. Wählen wir nun ein Genauigkeitsintervall von der Größe ν derart, daß

$$3\cdot\frac{1}{12}n\cdot(n^2-1)\,m\nu^2 = \tfrac{1}{2}mnv^2,$$

also

$$\nu = v\sqrt{\frac{2}{(n^2-1)}},$$

so haben wir ein Cribrum von genügender Feinheit. Wo für ein Gas per cc n von der Ordnung 10^{20} ist und v in cm/sec von der Ordnung 10^5, so mag ein ν von der Ordnung

werden durch die sogenannten Stöße entgegengesetzter Art. Die Gruppen, welche dieselben liefern sollen, sind entweder alle da, oder müssen entstehen. Ersteres ist jedoch unmöglich, da sie bei der vorausgesetzten molekularen Unordnung unendlicher Anzahl sind; bleibt also der zweite Fall, daß sie auf Kosten anderer Gruppen entstehen, wobei die Permutabilität zunimmt und die Ungleichungen (27a) gelten. Hiermit ist zugleich die Unmöglichkeit eines stationären Zustandes, sensu proprio, dargetan.

1) Wir vernachlässigen hier einfachheitshalber die fortwährend auftretende Konstante $\left(n\,l\cdot\frac{1}{d\omega}\right)+\left(N_1\,l\,\frac{1}{d\omega_1}\right)$.

2) Wiederum unter Vernachlässigung der Konstante $\left(n\,l\,\frac{1}{d\omega}\right)+\left(N_1\,l\,\frac{1}{d\omega_1}\right)$.

1) Einfachheitshalber haben wir n uneben gewählt: das analoge Verfahren für ebene n läßt sich leicht nachbilden.

10^{-15} befriedigend heißen. Wir beschränken uns also darauf, von jedem Molekül zu erforschen, wieviel ganze Einheiten von der Größe ν seine Geschwindigkeitskomponenten zählen, wobei dieselben also in der gebräuchlichen Weise zu ganzen Zahlen abgerundet werden. Alle Zahlen von $-\sqrt{\frac{n(n^2-1)}{2}}$ bis $+\sqrt{\frac{n(n^2-1)}{2}}$ können auftreten.

Nimmt man nun für die Reihen der drei Komponenten dreimal die obige Reihe n an, so gibt dieselbe $(n!)^3$ verschiedene Zustände des Gases wieder und ersieht man leicht, daß hiermit der für das Genauigkeitsintervall ν maximal permutable Zustand wiedergegeben ist. Denn jede andere Verteilung der $3n$ Zahlen, deren Quadratsumme gegeben ist, wird eine Wiederholung (oder deren mehrere) der selben Zahlen aufweisen müssen. Wählen wir z. B. für die n^{te}-Zahl in einer der Reihen statt $^1/_2(n-1)$ eine andere, größere, so bedingt die Summenkonstanz der Quadrate die Reduktion einer oder mehrerer der anderen Zahlen, also das Auftreten einer Wiederholung, wodurch bekanntlich die Permutabilität beträchtlich herabgedrückt wird. Der oben wiedergegebene Zustand ist nun für gerade, zentrale Stöße zwischen den kugelförmig gedachten Molekülen, wobei nur eine Vertauschung der Zahlen in jeder der drei Reihen selber stattfindet, stabil. Jeder nichtkompensierte Stoß anderer Art jedoch verwandelt ihn, wie man leicht einsieht, in einen weniger permutablen. Wir haben hiermit also ein Beispiel gegeben, wie höchste Permutabilität mit großer Instabilität zusammentreffen kann. — Würde man dagegen das Cribrum noch viele Male feiner wählen, so tritt der Fall auf, daß es eine mit jener Feinheit zunehmende Anzahl von Verteilungen gibt, die ebenfalls die Maximalpermutabilität $[(n!)^3]$ besitzen, wozu dann zugleich sich die Eigenschaft gesellt, daß eine dieser Verteilungen durch vielartige Zusammenstöße nicht in ihrer Permutabilität getroffen wird, sondern in eine andere maximal-permutable $[(n!)^3]$ verwandelt wird. Wählt man das Cribrum unendlich fein, so ergibt sich das Resultat, welches auch ohne arithmetische Überlegungen gefunden werden kann, nämlich daß der vollständig ungeordnete Zustand, von dem sich nichts weiteres sagen läßt, als durch die Grundgleichungen der Mechanik und die postulierten Eigenschaften der Molekeln ausgedrückt wird, der meist permutable und stabile ist. Er ist es, welcher sich zu allen anderen Ausnahmefällen verhält wie die Gesamtheit aller Zahlen zu derjenigen der Rationalzahlen z. B.; eine Abzählung hat in solchen Fällen keinerlei Bedeutung und führt daher nur zu Paradoxen, wie jeder Verstoß gegen die Mengenlehre. — Letzteres ist, trotz vielfacher Kritik, wie z. B. die eines Bertrand [1]), bei der Ausarbeitung der Gastheorie nicht genügend beachtet. Den, in des letztgenannten mit Boltzmann geführter Polemik [1]), signalierten Grundfehler findet man noch in dem von Boltzmann bearbeiteten einschlägigen Abschnitt der Enzyklopädie der math. Wissenschaften [2]) (Bd. 5, 1, Heft 4, Seite 517), nachdem dem scharfsinnigen Skeptiker auf Seite 507 sogar Unkenntnis betreffs der späteren Maxwellschen Arbeiten vorgeworfen ist, ohne weiteres behauptet. Außerdem wird in sämtlichen Abhandlungen ohne mehr der von Clausius zuerst eingeführte Ausdruck für die Wahrscheinlichkeit einer bestimmten Richtung $\left(\frac{d\psi\, d\varphi \sin\varphi}{4\pi}\right)$ benutzt, ohne daß man sich mit den Bertrandschen [3]) Paradoxen abgefunden hat. Die mit Hilfe dieses Ausdrucks und des Maxwellschen Gesetzes abgeleiteten Zahlenwerte von verschiedenen charakteristischen Konstanten der Gastheorie können demnach kein Vertrauen einflößen. —

1) Comptes Rendus **122**, 1896.

2) Vgl. auch „Gastheorie", Bd. I, S. 40. Es wird hier übersehen, daß sämtliche Zellen eine Kugel vom Radius v_{max} bilden, und daher eine unrichtige Definition der gleichmöglichen Fälle gegeben.

3) Calcul des Probabilités, 2. Aufl. 1907, S. 4—7 (Abdruck der 1. Aufl. von 1889). Man vgl. auch Poincaré, Calcul des Probabilités, 1896, S. 94—130.

(Eingegangen 12. Dezember 1908.)

Zur Theorie der Kreiselräder.

Von R. v. Mises.

1. Erfolgt die stationäre Bewegung einer idealen, inkompressiblen Flüssigkeit derart, daß sämtliche Stromlinien auf den mit der Winkelgeschwindigkeit ω um die z-Achse eines Zylinderkoordinatensystems rotierenden Flächen einer Schar

$$\varphi = f(r, z) + \text{konst.} \qquad (1)$$

verlaufen, so gilt für die Stromfunktion $\psi(r, z)$ die Differentialgleichung [1]):

$$\begin{aligned} &\psi_{rr}(1 + r^2 f_z^2) + \psi_{zz}(1 + r^2 f_r^2) - 2\,\psi_{rz}\, r^2 f_r f_z \\ &\quad - \psi_z\, r\left(r f_{rr} f_z - r f_{rz} f_r + f_r f_z\right) + \\ &\quad + \psi_r\, r\left(r f_{rz} f_z - r f_{zz} f_r + f_z^2 - \frac{1}{r^2}\right) = \\ &\quad = r^2\,[F(\psi) + 2\,\omega f_z]. \end{aligned} \qquad (2)$$

Dabei bedeuten die Indizes r, z die partielle Differentiation der Funktionen ψ und f nach den Koordinaten. F ist eine willkürliche Funktion von ψ, die im wesentlichen die Verteilung der zu den f-Flächen senkrechten Wirbelkomponente über die Stromlinien bestimmt. Setzt

1) Die Ableitung vgl. in meiner „Theorie der Wasserräder", Leipzig 1908, S. A. a. d. Zeitschr. f. Math. u. Phys. 57, 25.

man zur Abkürzung das Geschwindigkeitsmoment

$$r(f_r \psi_z - f_z \psi_r) + r^2 \omega = m, \qquad (3)$$

so erhält Gl. (1) die Form:

$$\psi_{rr} + \psi_{zz} - \frac{1}{r}\psi_r + r(f_r m_z - f_z m_r) = r^2 F(\psi). \quad (4)$$

Die Gl. (2) bzw. (4) ergibt sich unmittelbar durch Anwendung der Helmholtzschen Wirbelsätze auf die in Rede stehende Bewegungsform. Die Gleichung besagt, daß der Quotient der zur Fläche senkrechten Wirbelkomponente durch den unendlich kleinen Abstand zweier Nachbarflächen — und dies ist bis auf einen konstanten Faktor die Wirbelstärke — auf jeder Stromlinie konstant bleibt. Die irgendeiner Lösung von (2) entsprechende Schar von Rotationsflächen $\psi\ (r, z) =$ konst. schneidet eine f-Fläche in einer möglichen Schar von Stromlinien. Den Spezialfall $f =$ konst., $\omega = 0$, $F = 0$ hat bekanntlich Stokes[1]) untersucht.

Gl. (2) stellt die einzige Folgerung dar, die aus dem Eulerschen Ansatz über den Stromlinienverlauf der oben gekennzeichneten Bewegung gewonnen werden kann, wofern man Differentiationen der Geschwindigkeit und des Druckes nur nach Richtungen gestattet, die die f-Flächen tangieren. Läßt man diese Voraussetzung fallen, fordert aber dafür, daß die Geschwindigkeit im ganzen Raum von φ unabhängig, d. h. nur eine Funktion von r und z sei, so muß zwischen f, u, ψ noch die weitere Gleichung bestehen[2]):

$$\psi_r m_z - \psi_z m_r = Kr, \qquad (5)$$

mit K als Konstanten. Elimination von f aus (3), (4) und (5) ergibt die Gleichung, die mit (5) zusammen die Funktionen ψ und m bestimmt:

$$\left(\psi_z \frac{\partial}{\partial r} - \psi_r \frac{\partial}{\partial z}\right)\left(\frac{1}{r^2}\psi_{rr} + \frac{1}{r^2}\psi_{zz} - \frac{1}{r}\psi_r\right) = -\frac{2mm_z}{r_2} \qquad (6)$$

Jeder Lösung von (5), (6) entspricht eine stationäre Bewegung mit axial symmetrischer Geschwindigkeitsverteilung, deren Stromlinien auf den Rotationsflächen $\psi =$ konst. verlaufen und deren absolutes Geschwindigkeitsmoment gleich m ist. Zu jeder Annahme über $F(\psi)$ liefert im allgemeinen Gl. (4) eine Schar rotierender Führungsflächen $f - \varphi =$ konst.

2. Das Laufrad einer Turbine oder einer Kreiselpumpe enthält an seinem ganzen Umfange eine Reihe kongruenter, symmetrisch um die Achse angeordneter Durchgangsräume, die von den Radkränzen und den „Schaufeln" begrenzt werden. Sieht man von etwaiger Ungleichförmigkeit in der Zu- und Fortleitung des Wassers ab, so kann man für den stationären Betriebszustand eines mit vollgefüllten Kanälen arbeitenden Rades annehmen, daß die Geschwindigkeitsverteilung innerhalb der Schaufelräume in allen Meridianschnitten und in jedem Augenblick annähernd dieselbe ist. Dies wird um so mehr zutreffen, je dichter die Schaufeln gestellt sind und je geringer ihre Dicke im Vergleich zum freien Querschnitt ist. Wäre also die benetzte Oberfläche der Radteile völlig glatt und das Wasser frei von aller Zähigkeit, so würde man jedenfalls ein annäherndes Bild der Strömung durch Heranziehung unserer Gl. (2) und Identifizierung der f-Flächen mit den Schaufelflächen erhalten; dabei tritt die Funktion F als Unbekannte auf. Es soll hier nun die Hypothese[1]) verwendet werden, daß sich bei jeder turbulenten Strömung zäher Flüssigkeiten — und mit einer solchen hat man es hier zu tun — eine Grundbewegung herausschälen läßt, die von kleinen Pulsationen überlagert wird und auf die sich die Gleichungen für ideale Flüssigkeit annähernd anwenden lassen, sobald über eine gewisse Funktion — in unserem Falle F — geeignet verfügt wird. Daraus ergibt sich der Standpunkt, daß die Integration der Gl. (2) das Problem löst, vor das sich der Turbinenkonstrukteur in der Praxis häufig gestellt sieht: Die in einem Rade zu erwartende Strömung angenähert voraus zu berechnen. Als zur Berechnung erforderliche Daten ergeben die Untersuchungen über das Randwertproblem[2]) von (2): Kenntnis der Schaufelflächen, der Radkranzprofile, und der Normalkomponente der Ein- und Ausströmgeschwindigkeit. Die Aufsuchung partikulärer Lösungen von (2)[3]) sowie ein allgemeines Verfahren zur graphischen Integration[4]) in Form eines unmittelbaren Skizzierens der Stromlinien wird in meinem Buche ausführlich behandelt.

Die hier und im folgenden dargelegte, der Hauptsache nach schon bei früherer Gelegenheit[5]) angedeutete, Auffassung steht in vollem Widerspruch zu den Ergebnissen des Herrn H. Lorenz[6]), dem man die Anregung und Formulierung des zu Gl. (2) führenden Problems verdankt. Dagegen läßt sich Gl. (2) ableiten[7]), sobald man von dem Ansatz ausgeht, den Herr A. Stodola[8]) unter Verwendung der von Herrn H. Lorenz eingeführten „Zwangsbeschleunigung" entwickelt, und Herr R. Löwy[8]) neuerdings dargestellt hat. Wenn ich somit die unter

1) On the Steady Motion of Incompressible Fluids, Papers I, S. 1.
2) Th. d. Wasserräder, S. 29.

1) Ebenda S. 20 u. 62, vgl. ferner meinen Vortrag „Über die Probleme der technischen Hydromechanik", Jahresber. d. deutsch. Mathem. Ver. 1908, S. 319.
2) Th. d. Wasserräder, § 5—8.
3) Ebenda S. 27.
4) Ebenda S. 102 ff.
5) Diese Zeitschr. 8, 314, 1907.
6) Diese Zeitschr. 8, 139, 1907.
7) Die Ableitung ist angedeutet in Th. d. Wasserräder, S. 32.
8) Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1907, S. 174.

Punkt 2 meiner Bemerkungen[1]) erhobenen Einwände gegen die prinzipielle Einführung der „Zwangsbeschleunigung" fallen lassen darf, kann ich gegenüber den Ableitungen (P. 3 meiner Bemerkungen) und sämtlichen Ergebnissen (P. 4 und 5) der Lorenzschen Theorie meinen Standpunkt nicht ändern.

3. Während nun die theoretische Hydromechanik für die Berechnung der Strömung in einem gegebenen Rade — unter Verwendung unserer oben angedeuteten Hypothese über die Reibung — die erforderlichen Hilfsmittel bietet, gibt sie noch keine erschöpfende Antwort auf die Frage nach der zweckmäßigsten Gestaltung des Rades. Eine solche Antwort müßte naturgemäß von einer genauen Analyse der Reibungsvorgänge im Wasser ausgehen. Hierüber stehen jedoch bisher nur eine Reihe wertvoller Einzel-Erfahrungen zu Gebote, die den Praktiker bei der Formgebung leiten. Will man innerhalb des so umgrenzten Gebietes eine Auswahl treffen, so kann man vielleicht von dem in der Technik oft verwendeten Gedanken Gebrauch machen, solche Formen auszuzeichnen, die sich bequem berechnen lassen; d. h. in unserem Falle, solche Schaufelflächen benützen[2]), für die einfache partikuläre Lösungen von (2) angebbar sind. Doch liegt ein Erfolg in dieser Richtung bisher nicht vor. Jedenfalls zeigen die von Herrn Reichel an einer Lorenz-Turbine vorgenommenen Versuche[3]), daß die hier verwendeten Annahmen $f_z = 0$, $\psi = r^2 z$ die Vorteile der in der Praxis üblichen Bauarten bei weitem nicht erreichen.

Vielleicht findet der folgende Gesichtspunkt Beachtung von seiten der Praktiker. Grashof hat gelegentlich die Forderung ausgesprochen, das Wasser sollte an jeder Stelle der Schaufel gleich viel sekundliche Arbeit leisten oder aufnehmen, d. h. es sollte die zeitliche Änderung des Geschwindigkeitsmomentes u im ganzen Gebiet konstant sein. Diese Bedingung ist aber (bei Vernachlässigung der Schwerkraft des Wassers im Rade) identisch[4]) mit dem Inhalt unserer Gl. (5). Also müßten die Schaufeln so konstruiert werden, daß zwischen ihnen — bei entsprechenden Zu- und Abflußverhältnissen — eine axial-symmetrische Geschwindigkeitsverteilung möglich ist. Bedenkt man, daß eine derartige Formgebung eine Verminderung der auf jedem Parallelkreis tatsächlich vorhandenen Geschwindigkeitsschwankungen zwischen den beiden Wänden eines Turbinenkanals und damit vielleicht eine Verminderung der Turbulenzverluste zur Folge haben dürfte, so empfiehlt es sich somit in zweifacher Hinsicht, die Schaufelflächen als Lösung des Gleichungssystems (3), (4), (5) zu wählen. Beipiele[1]) für derartige „Grashofsche Schaufeln" sind in meinem Buche angeführt; doch müßten erst eingehendere Untersuchungen zeigen, wie weit sich die Integrale von (3), (4), (5) den empirisch als wertvoll erkannten Gesichtspunkten anpassen lassen.

4. Das Problem der Stromlinienermittlung, das durch Gl. (2) gelöst wird, ist nur bei gewissen Formen hydraulischer Turbinen und Pumpen, die mit größerer Eintrittsbreite ausgeführt werden, aktuell. In den meisten anderen Fällen, insbesondere bei Dampfturbinen, gewinnt man einen für die nächsten Bedürfnisse der Praxis hinreichenden Einblick in die Bewegungsverhältnisse unter Anwendung der sog. Stromfadentheorie. Allgemein hat die Theorie der Kreiselräder noch die Frage zu beantworten, wie sich das von der Flüssigkeit auf das Rad ausgeübte Drehmoment M, bzw. die sekundlich abgegebene Leistung L berechnen. Ohne irgendeine Einschränkung über die Natur der Flüssigkeit, ihre Zähigkeitseigenschaften usf. lassen sich hier zwei Integralsätze (7) und (9) aussprechen[2]); sie sind auf ein, von keinem festen Körper durchsetztes Flüssigkeitsvolumen V anzuwenden, zu dessen Begrenzung außer allen wirksamen Teilen des Rades eine willkürlich gewählte Oberfläche O gehört. Es mögen bezeichnen: ϱ, c, p, h spez. Masse, Geschwindigkeit, Überdruck (über die Atmosphäre) und vertikale Höhe eines Teilchens, M_G, M_P Moment des in V enthaltenen Flüssigkeitsgewichtes, bzw. der Spannungen auf O, L' die von den Zähigkeitsspannungen auf O geleistete Arbeit, U den sekundlichen Energieverlust innerhalb V, schließlich dQ die durch ein Element dO sekundlich eintretende Flüssigkeitsmasse. Dann lautet zunächst der Flächensatz:

$$M = M_G + M_P - \int \frac{\partial}{\partial t}(\varrho m)\, dV + \int m\, dQ, \quad (7)$$

ferner, wenn man H, die „Strömungsenergie der Gewichtseinheit" (auch „hydraulische Höhe"), durch die Gleichung

$$H = \frac{c^2}{2g} + h + \int \frac{dp}{g\varrho} \quad (8)$$

einführt, der Energiesatz:

$$M\omega = L = -g \int \frac{\partial}{\partial t} \varrho \left(H - \frac{p}{g\varrho} \right) dV + \quad (9)$$
$$+ g \int H\, dQ - L' - U)$$

Die Integrale über dQ sind auf die ganze Oberfläche O zu erstrecken, die Volumintegrale, deren Integrand an den Radwänden nicht definiert ist, durch stetige Fortsetzung gegen diese Wände zu bilden, das Integral in (8) ist auf

1) Diese Zeitschr. **9**, 858, 1908.
2) Th. d. Wasserräder, S. 113.
3) Zeitschr. f. d. ges. Turbinenwesen 1908, S. 293 u. 312.
4) Th. d. Wasserräder, S. 115.

1) Ebenda S. 117—120.
2) Die Gl. (7) bis (9) sind Ausdehnungen der ebenda § 9 und 10 für inkompressible Flüssigkeiten abgeleiteten Sätze.

einen momentanen Stromfaden zu beziehen, wofern nicht überhaupt ϱ Funktion von p allein ist. Für den Momentansatz (7) wählt man passend O als Rotationsfläche, die das Laufrad unmittelbar gegen außen abschließt (Ein- und Austrittsfläche des Rades); es hat dann M_G lediglich für vertikale „Wasserräder" im engern Sinn Bedeutung und M_P, das jetzt nur durch Tangentialspannungen bedingt ist, verschwindet näherungsweise wenigstens bei größeren Durchflußmengen Q[1]). Für den Energiesatz (9) lassen wir V aus dem vollen durch das Rad gehenden Flüssigkeitsstrom bis zu zwei entsprechend gewählten Querschnitten im Ober- und Unterlauf bestehen; es wird dann L' klein gegen U.

Im stationären Betriebszustand verschwinden die Volumintegrale in (7) und (9), wenn man die durch die Periodizität der Schaufeln bedingten Schwankungen als klein ansieht, und für alle Größen die über eine Periode erstreckten Mittelwerte nimmt. Setzt man ferner $\int H d Q = \overline{H} \cdot Q$ und zerlegt $\int m d Q$ in zwei, dem Ein- und Austritt der Stromfäden entsprechende Teile $(m_1 - m_2) Q$, so hat man für (7) und (9) zu schreiben:

$$M = Q(m_1 - m_2), \qquad (7')$$

$$L = g H Q - U. \qquad (9')$$

Bei Francis-Turbinen, Kreiselpumpen und Schleuder-Gebläsen bewährt sich die Annahme, daß die Strömung im Laufrade, sowie die in seiner nächsten Umgebung — von dem schmalen Spalt zwischen Lauf- und Leitrad abgesehen — bei verschiedenen stationären Zuständen (mit nicht zu kleinem Q) ähnlich bleibt[1]). Demgemäß ist m_1 dem Q proportional und m_2 besteht aus einem dem Q und einem dem ω proportionalen Glied. Ferner darf für $\frac{U}{Q}$ ein in Q, ω homogen quadratischer Ausdruck gesetzt werden[2]). Man erhält so aus (7') und (9') die beiden Gleichungen

$$H = a Q^2 + 2 b Q \omega + c \omega^2, \qquad (10)$$

$$M = a' Q^2 + 2 b' Q \omega \qquad (11)$$

mit a, b . . . . als Konstanten. Die Gl. (10) stellt in den Koordinaten $\frac{Q}{\sqrt{|H|}}$, $\frac{\omega}{\sqrt{|H|}}$ einen Kegelschnitt, die sog. „Hauptcharakteristik" des Rades dar, die für Francis-Turbinen ein Ellipsenbogen, für Kreiselpumpen ein Hyperbelast ist. Aus dem Vergleich mit experimentell ermittelten Charakteristiken gewinnt man die Grenzen für die Zulässigkeit der eingeführten Annahmen[1]). — Bei Pumpen und Gebläsen, die in eine horizontale Leitung fördern, ist, den Widerständen in dieser entsprechend, die „Förderhöhe" $(-H)$ dem Q^2 proportional zu setzen; man erhält damit aus (10) die durch Versuchsergebnisse bestätigte Beziehung, daß Fördermenge und Tourenzahl einander proportional wachsen.

Als Freistrahl- oder Aktionsturbine bezeichnet man ein Laufrad, in dem die Relativgeschwindigkeit der durchströmenden Flüssigkeit sich nicht wesentlich ändert. Man erhält dann für (7')

$$M = Q(a m_1 + b \omega),$$

wobei m_1 nur von Q, aber nicht von ω abhängt. Bei Freistrahl-Wasserrädern, bei denen m_1 dem Q proportional ist, solange die Zuflußverhältnisse unverändert bleiben, wächst tatsächlich $\frac{M\omega}{Q}$ linear mit Q bei konstantem ω. Das an Aktions-Dampfturbinen beobachtete lineare Anwachsen des Dampfverbrauches Q mit der Leistung deutet darauf hin, daß m_1 hier nur wenig veränderlich ist.

Die Strömung in den Düsen und Schaufelräumen der Dampfturbinen lassen sich annähernd als adiabatisch ansehen; der Einfluß der Wärmeleitung, der Wärmeerzeugung durch Reibung usw. darf zunächst unberücksichtigt bleiben. Eine einfache Überlegung lehrt dann, daß bei den in der Praxis vorliegenden Verhältnissen, die Geschwindigkeit an irgendeiner Stelle des Stromfadens wesentlich von dem anfänglichen Dampfzustand, und nur in geringem Maße von der Durchflußmenge abhängt. Es bleibt somit bei unveränderlichem Dampfzustand vor der Düse bezw. dem Leitrad zunächst m_1, dann bei konstantem ω auch m_2 von Q unabhängig und man erhält aus (7') die durch Versuche bestätigte Folgerung, daß die ans Rad abgegebene Leistung dem Dampfverbrauch proportional ist. Über die Veränderlichkeit mit ω liegen ausreichende Versuche nicht vor.

Eine erfolgreiche Anwendung der Gl. (7) und (9) auf die in offenem Strom arbeitenden Kreiselräder, wie Schiffsmühlen, Windmotoren, Schraubenventilatoren ist bisher nicht gelungen. Man hat es hier teils mit den Annahmen versucht, die zu den Gl. (10) und (11) führen, teils mit Anschauungen vom „Stoß" der Luftsäule gegen die Schaufeln operiert, die in der Propellertheorie üblich sind.

1) Ebenda S. 82.
2) Ebenda S. 82.

1) Ebenda S. 90—95.

Brünn, 14. Dezember 1908.

(Eingegangen 23. Dezember 1908.)

BESPRECHUNGEN.

A. Miethe, Dreifarbenphotographie nach der Natur nach den am Photochemischen Laboratorium der Technischen Hochschule zu Berlin angewandten Methoden. Zweite Auflage. gr. 8. VIII u. 82 S. Mit einem Dreifarbendruck und neun Abbildungen. (Encyklopädie der Photographie. Heft 50.) Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 2.50

Verfasser hat sich bekanntlich dadurch große Verdienste um die Farbenphotographie erworben, daß er eine Methode der Dreifarben-Synthese ausgearbeitet und vervollkommnet hat, bei der nacheinander drei Einzelaufnahmen durch Grün-, Rot- und Blaufilter gemacht werden und die Diapositive dieser Bilder im Chromoskop oder Projektionsapparat unter Zwischenschaltung der gleichen Filter aufeinander geworfen werden. Verfasser gibt in den ersten 4 Kapiteln eine ausführliche Beschreibung dieser Methoden und führt im 5. Kapitel verschiedene Dreifarbendruckverfahren an. Neben dem Lumièreschen Farbenkornrasterverfahren gibt die Methode des Verfassers die schönsten farbigen Photographien. Für jeden, der sich mit dem Dreifarbenverfahren beschäftigt, wird dieses Buch unentbehrlich sein. Riesenfeld.

F. Stolze. Photographisches Lexikon. gr. 8. VI u. 201 S. (Encyklopädie der Photographie. Heft 61.) Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 4.50

Die in der Photographie vorkommenden Stichworte sind alphabetisch zusammengestellt und bei jedem ist eine kurze, sinngemäße Erklärung hinzugefügt. Bei Begriffen, die sich in Kürze nicht vollständig beschreiben lassen, ist auf ausführliche Werke verwiesen, die im Knappschen Verlage erschienen sind.

Riesenfeld.

J. M. Eder, Rezepte und Tabellen für Photographie und Reproduktionstechnik, welche an der k. k. Graphischen Lehr- und Versuchsanstalt in Wien angewendet werden. VII. Auflage. gr. 8. XVIII u. 233 S. Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 3.—

Daß schon wieder eine Neuauflage der „Rezepte und Tabellen" nötig war, zeigt, wie begehrt dieses Büchlein ist. Verfasser hat mit der gewohnten Sorgfalt, wie die früheren Auflagen, so auch diese wieder „verbessert und vermehrt". Die nächste Auflage, die ja zweifellos bald folgen wird, würde der Referent zur Abwechslung gern einmal „verbessert und gekürzt" sehen, da er beim Durchblättern, besonders der Tabellen, neben vielem Wertvollen auch manches Entbehrliche gefunden hat.

Riesenfeld.

C. v. Zamboni, Anleitung zur Positiv- und Negativ-Retouche. Dritte Auflage. gr. 8. VI u. 48 S. mit 5 Tafeln. Halle a. S., W. Knapp. 1908. M. 2.40

Das Buch beschäftigt sich hauptsächlich mit Porträt- nebenbei auch mit Landschaft-Retouche und Aquarellmalerei von Photogrammen. Es mag für den Berufsphotographen, vielleicht auch für manchen Amateur ganz wertvoll sein, für den wissenschaftlichen Photographen bietet das Buch kein Interesse.

Riesenfeld.

Tagesereignisse.

Der Verband Deutscher Elektrotechniker hält in der Zeit vom **2.—5. Juni** in Köln a. Rh. seine XVII. Jahresversammlung ab. Der Gewohnheit der letzten Jahre entsprechend, wird auf jeder Versammlung ein besonderes Thema behandelt, und zwar diesmal „Dampfturbinen und Turbodynamos".

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Paris Major Renard für Probleme der Luftschiffahrt, an der Technischen Hochschule zu Hannover Dr. Ing. Otto Willkomm für mechanische Technologie der Faserstoffe, an der Universität Kiel Dr. H. Kahn für Physik.

Ernannt: Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule Hannover Dr. Johannes Stark zum ord. Professor für Experimentalphysik an der Technischen Hochschule Aachen (an Stelle des †Geh.-Rat Adolf Wüllner), der Betriebsingenieur Christian Prinz zum etatmäßigen Professor für Werkzeugmaschinen und Fabrikbetrieb an der Technischen Hochschule in Danzig.

In den Ruhestand: Der Professor der Physik am Collège de France in Paris Maurice Lévy.

Gestorben: Der Präsident der Dänischen Gesellschaft der Wissenschaften Professor der Chemie Dr. Julius Thomsen in Kopenhagen, der ehemalige ord. Professor für Praktische Geometrie an der Technischen Hochschule Wien Dr. Anton Schell, der Professor für analytische Mechanik, Maschinenbau und Geophysik an der Universität Gent Dr. J. Massau.

Gesuche.

Physiker, Dr. phil.,

mit Staatsexamen in Mathematik **sucht** Stelle. Gefällige Offerten unter **S. H. # 289** an die Expedition dieser Zeitschrift.

Physiker, Dr. phil.,

seit längerer Zeit wissenschaftlich tätig, **sucht** Stellung als Volontärassistent gegen mäßiges Honorar. Gefällige Offerte unter **S. H. 290** an die Expedition dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY

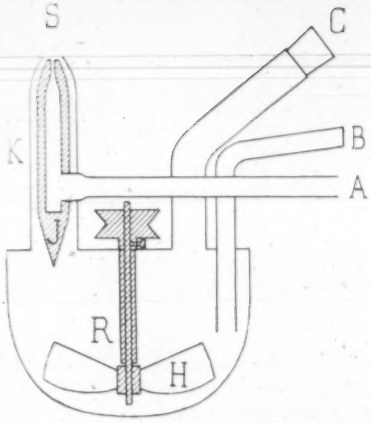


Fig. 1.

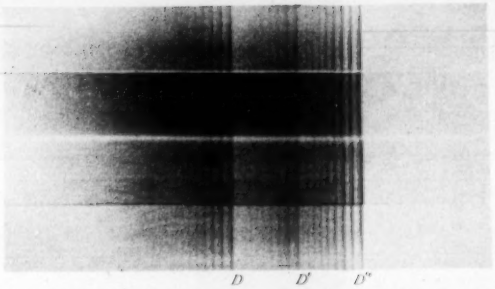


Fig. 2. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Fluorkalziums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die bei $\lambda = 6064{,}49$ Å.-E. beginnende Bande D'' ist normal; die Banden D' ($\lambda = 6050{,}81$ Å.-E.) und D ($\lambda = 6036{,}96$ Å.-E.) sind anormal mit Rückstand. $H = 13700$ Gauß.

Fig. 3. Zeemanphänon
sionsspektrum des
Die Banden D'' und D'
für beide Schwingungsri

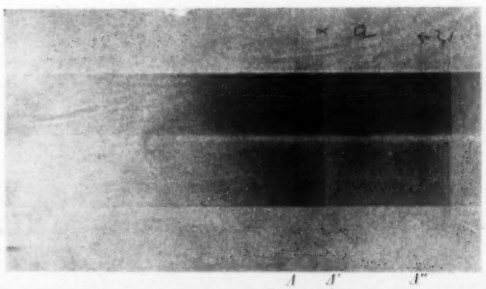


Fig. 4. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Chlorkalziums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die bei $\lambda = 6211{,}25$ Å.-E. beginnende Bande A'' gibt das normale Phänomen; die Banden A' ($\lambda = 6193{,}04$ Å.-E.) und A ($\lambda = 6184{,}56$ Å.-E.) sind anormal. $H = 13700$ Gauß.

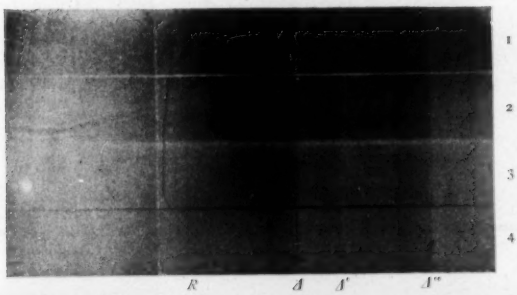


Fig. 5. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Chlorkalziums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Bande A'' gibt ein umgekehrtes Quadruplett, die Bande A ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett; die Linie R ($\lambda = 6162{,}3$ Å.-E.) zeigt das gewöhnliche Phänomen. $H = 17000$ Gauß.

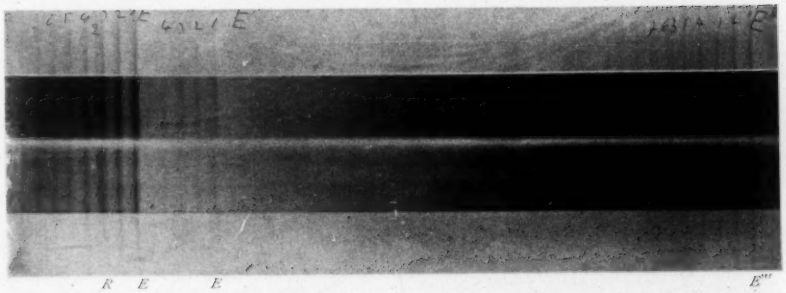


Fig. 6. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Fluorstrontiums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R ($\lambda = 6503{,}91$ Å.-E.) und die bei $\lambda = 6032{,}43$ Å.-E. beginnende Bande E''' geben das normale Phänomen; die Banden E ($\lambda = 6511{,}84$ Å.-E.) und E' ($\lambda = 6527{,}39$ Å.-E.) sind anormal. $H = 13750$ Gauß.

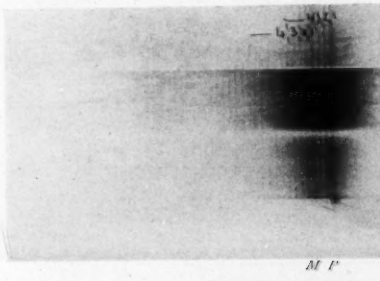
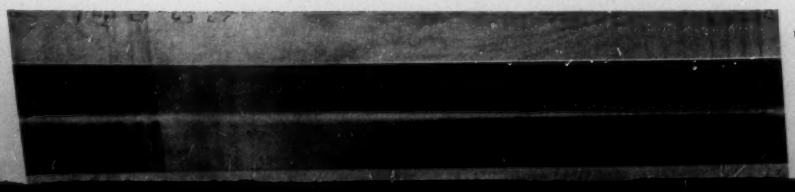
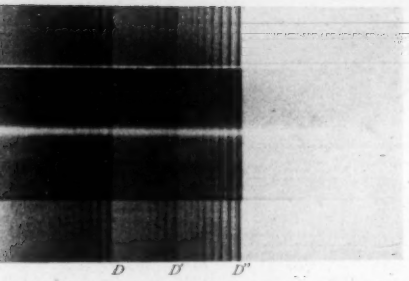


Fig. 12. Longitudinales Zeemanphänomen am Emission
baryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit F
Die bei $\lambda = 5139{,}07$ Å.-E. beginnende Bande V und die
Å.-E.) sind anormal. $H = 13700$ Gau



OBERLIN COLLEGE LIBRARY



anphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emis-
trum des Fluorkalziums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
'' und D' geben ein umgekehrtes Quadruplett; die Bande D gibt
wingungsrichtungen ein und dasselbe Duplett. $H = 17000$ Gauß.

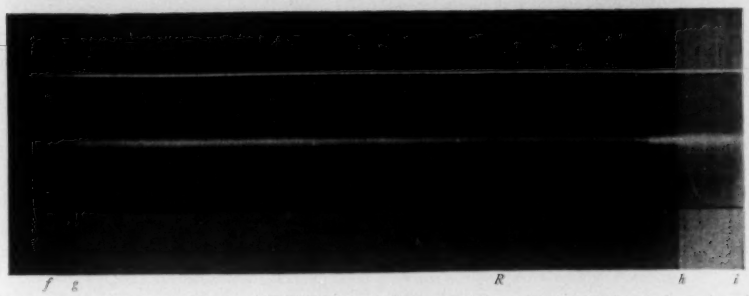


Fig. 9. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Chlorstrontiums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R gibt ein reines Triplett; die Bande h gibt ein gewöhnliches Quadruplett; die Banden f, g, i geben ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett. $H = 17000$ Gauß.

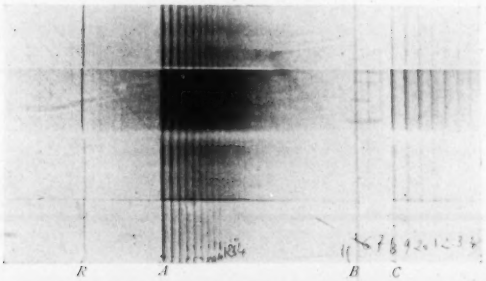


Fig. 10. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Fluorbaryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R ($\lambda = 4934{,}09$ Å.-E.) und die bei $\lambda = 5000{,}71$ Å.-E. beginnende Bande C sind normal; die Banden A ($\lambda = 4950{,}85$ Å.-E.) und B ($\lambda = 4992{,}23$ Å.-E.) sind anormal. $H = 13700$ Gauß.

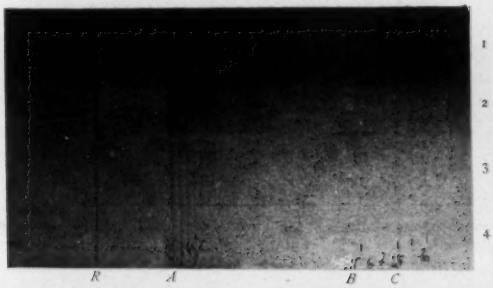
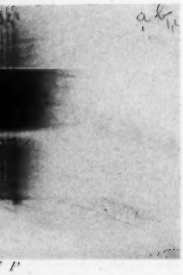


Fig. 11. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Fluorbaryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R gibt ein gewöhnliches Quadruplett; die Bande A gibt ein Quadruplett. $H = 17000$ Gauß.



Emissionsspektrum des Chlor-
3 mit Feld.)
und die Bande M ($\lambda = 5134{,}90$
700 Gauß.

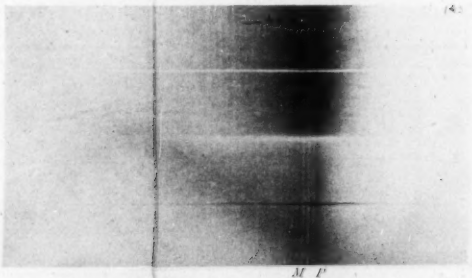


Fig. 13. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Chlorbaryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Bande F gibt ein für beide Schwingungsrichtungen nahezu gleiches Duplett. $H = 17000$ Gauß.

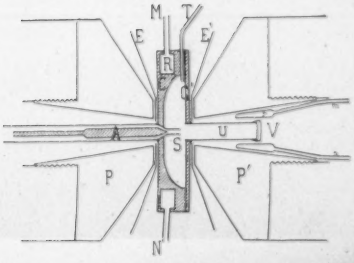


Fig. 14.

Fig. 4. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Chlorkalziums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die bei $\lambda = 6211{,}25$ Å.-E. beginnende Bande I'' gibt das normale Phänomen; die Banden I' ($\lambda = 6193{,}04$ Å.-E.) und I ($\lambda = 6184{,}56$ Å.-E.) sind anormal.
$H = 13700$ Gauß.

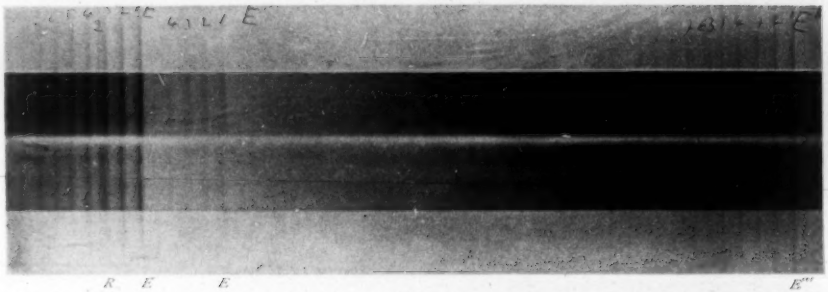


Fig. 5. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Chlorkalziums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Bande A'' gibt ein umgekehrtes Quadruplett, die Bande A ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett; die Linie R ($\lambda = 6162{,}3$ Å.-E.) zeigt das gewöhnliche Phänomen. $H = 17000$ Gauß.

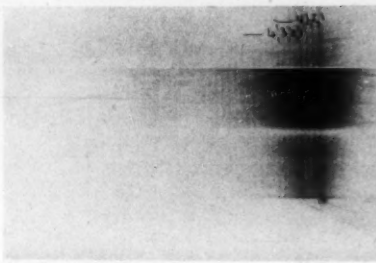


Fig. 6. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Fluorstrontiums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R ($\lambda = 6503{,}91$ Å.-E.) und die bei $\lambda = 6032{,}43$ Å.-E. beginnende Bande E''' geben das normale Phänomen; die Banden E ($\lambda = 6511{,}84$ Å.-E.) und E' ($\lambda = 6527{,}39$ Å.-E.) sind anormal. $H = 13750$ Gauß.

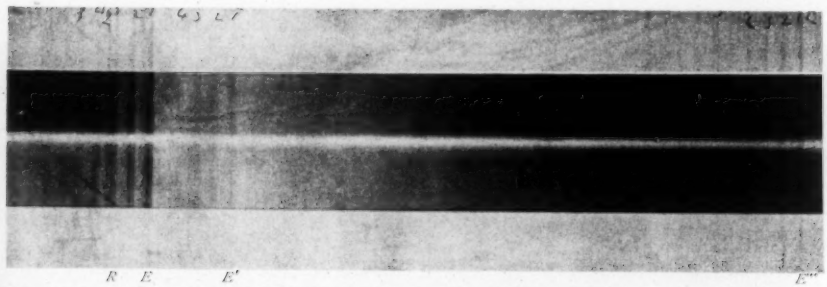


Fig. 12. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionss
baryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Fel
Die bei $\lambda = 5139{,}07$ Å.-E. beginnende Bande P und die Ba
Å.-E.) sind anormal. $H = 13700$ Gauß.

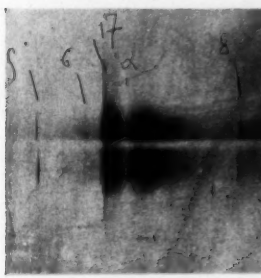
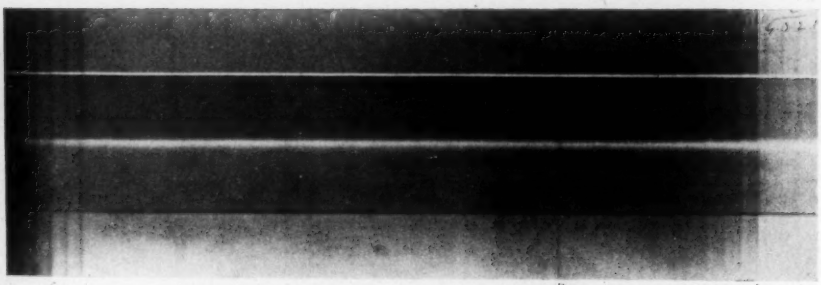


Fig. 7. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Fluorstrontiums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R gibt ein reines Triplett; die Banden E, E' und E'' geben ein für beide Schwingungsrichtungen gleiches Duplett.
$H = 17000$ Gauß.

Fig. 15. Longitudinales Zeemanphäne
linken bis
Die Linie 15 (Quecksilberlinie $\lambda = 4358$
gebildete Bande ist gleichfalls normal.
den Kompo



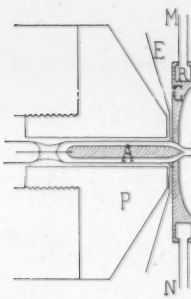
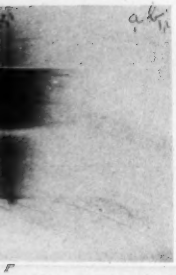


Fig. 8. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Chlorstrontiums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R ($\lambda = 6707{,}68$ Å.-E.) und die bei $\lambda = 6744{,}61$ Å.-E. beginnende Bande h sind normal; die Banden f ($\lambda = 6613{,}59$ Å.-E.), g ($\lambda = 6619{,}81$ Å.-E.) und i ($\lambda = 6755{,}51$ Å.-E.) sind anormal. $H = 13750$ Gauß.

Fig.

Fig. 10. Longitudinales Zeemanphänomen am Emissionsspektrum des Fluorbaryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R ($\lambda = 4934{,}09$ Å.-E.) und die bei $\lambda = 5000{,}71$ Å.-E. beginnende Bande C sind normal; die Banden A ($\lambda = 4950{,}85$ Å.-E.) und B ($\lambda = 4992{,}23$ Å.-E.) sind anormal. $H = 13700$ Gauß.

Fig. 11. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Fluorbaryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Linie R gibt ein gewöhnliches Quadruplett; die Bande A gibt ein Quadruplett. $H = 17000$ Gauß.



Emissionsspektrum des Chlor-
3 mit Feld)
und die Bande M ($\lambda = 5134{,}90$
700 Gauß.

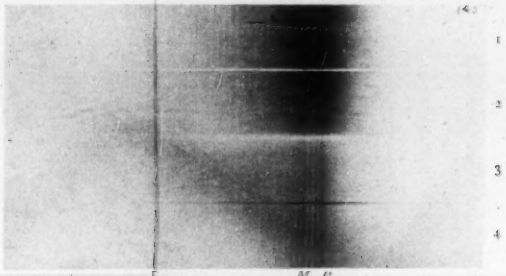


Fig. 13. Zeemanphänomen, senkrecht zur Feldrichtung beobachtet, am Emissionsspektrum des Chlorbaryums. (1 und 4 ohne, 2 und 3 mit Feld.)
Die Bande F gibt ein für beide Schwingungsrichtungen nahezu gleiches Duplett. $H = 17000$ Gauß.

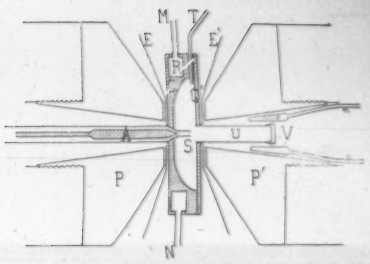
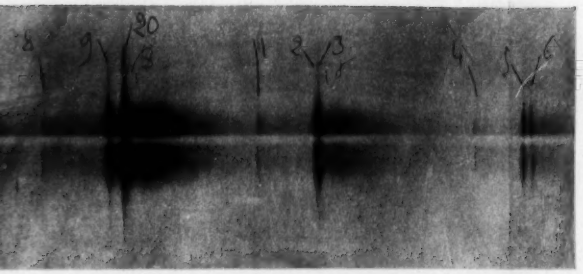


Fig. 14.



maphänomen am Emissionsspektrum des Fluorsiliziums (von $\lambda = 4350$ Å.-E. auf der
nken bis $\lambda = 4465$ Å.-E. auf der rechten Seite der Aufnahme).
$\lambda = 4358$ Å.-E.) gibt das normale Phänomen; die aus den Komponenten 17, 19, 22, 26 usw.
normal. Die Bande mit den Komponenten 20, 23, 25 usw. ist ebenso wie die Bande mit
ien Komponenten 18, 21, 24 usw. anormal. $H = 10900$ Gauß.

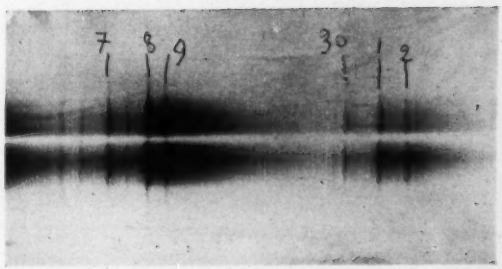


Fig. 16. Fortsetzung der Fig. 15 (von $\lambda = 4465$ Å.-E. auf der linken bis $\lambda = 4540$ Å.-E. auf der rechten Seite der Aufnahme).
Die Komponenten 29, 32 der Bande 17 sind normal; die Komponenten 28, 31 der Bande 20 und die Komponenten 27, 30 der Bande 18 geben das anormale longitudinale Zeemanphänomen. $H = 10500$ Gauß.

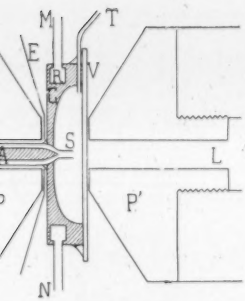


Fig. 17.

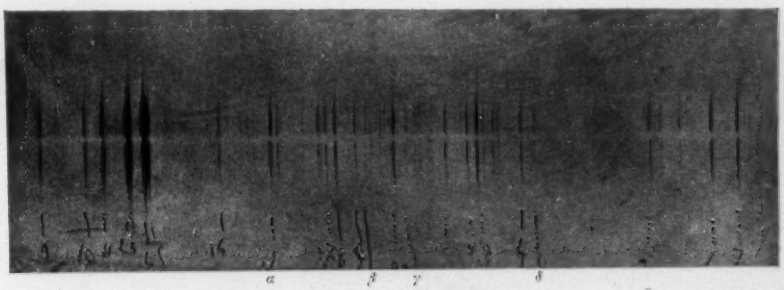


Fig. 18. Longitudinales Zeemanphänomen am zweiten Spektrum des Wasserstoffs (von $\lambda = 4610$ Å.-E. auf der linken bis $\lambda = 4730$ Å.-E. auf der rechten Seite der Aufnahme).
Die Linien 9, 10, 11, 26 usw. geben das normale Phänomen; die Linien 16, 17 usw. sind gegen das Feld unempfindlich; die Linien α, β, γ, δ sind anormal. $H = 11700$ Gauß.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.